

Mikrothermopaare mit vertikal freistehender Geometrie
als Basis zum Aufbau von hochauflösenden
Mikrothermoelement-Array-Detektoren

Dissertation

zur Erlangung des Grades
des Doktors der Ingenieurwissenschaften
der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät
der Universität des Saarlandes

von

Michael Wick

Saarbrücken

2019

Tag des Kolloquiums: 24. Oktober 2019

Dekan: Prof. Dr. G. Kickelbick

Berichterstatter: Prof. Dr. H. Seidel
Prof. Dr. A. Schütze

Vorsitz: Prof. Dr. M. Vielhaber

Akad. Mitarbeiter: Dr. L. Klein

Abstract

Micro-thermopiles are promising candidates to meet the rising demand on cost-effective IR detector arrays with high resolution and low system complexity in technology fields like automotive, surveillance or smart-building. High volume production is enabled by silicon technology. Furthermore, they directly provide an electrical voltage as detector signal due to the SEEBECK-effect. Their main drawback, however, is that their sensitivity correlates with the physical length of the thermocouples (thermal length). Therefore, detector arrays of micro-thermopiles with high sensitivity require a large amount of space. To overcome this drawback, this thesis focusses on the development, fabrication and characterization of novel micro-thermocouples with vertically free-standing geometry (3D TC), whose hot and cold contacts are perpendicular to each other.

As proof of concept, several differently sized 3D micro-thermopile array detectors were fabricated in a complex manufacturing process based on photo-assisted electrochemical etching of silicon. The thermo legs are made of n- and p-doped polysilicon and the 3D TCs have a total length of $510\text{ }\mu\text{m}$ with an aspect ratio of 100:1. Experimentally, sensitivities of up to 65 V/W , specific detectivities of up to $2,53 \times 10^7\text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ and thermal time constants between 5 ms and 9 ms are determined.

Kurzzusammenfassung

Mikrothermoelemente sind Kandidaten um den steigenden Bedarf an kostengünstigen IR-Detektorarrays mit hoher Auflösung und einer geringen Systemkomplexität u. a. im Automobil-, Überwachungs- oder Smart-Building-Bereich zu bedienen. Sie können mittels Siliziumtechnologie in Massenfertigung hergestellt werden und liefern aufgrund des SEEBECK-Effektes direkt eine elektrische Spannung als Detektorsignal. Ihr wesentlicher Nachteil ist jedoch, dass die Empfindlichkeit mit der Länge der Mikrothermopaare (thermische Länge) korreliert, weshalb Detektorarrays aus empfindlichen Mikrothermoelementen einen hohen Platzbedarf zur Folge haben. Im Sinne der Überwindung dieses Nachteils, befasst sich diese Dissertation mit der Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung neuartiger Mikrothermopaare mit vertikal freistehender Geometrie (3D TP), deren heiße und kalte Kontaktstellen senkrecht übereinander stehen.

Als Machbarkeitsnachweis wurden 3D Mikrothermoelement-Array-Detektoren mit unterschiedlich großen 3D TE in einem komplexen Herstellungsprozess realisiert, dessen Schlüsseltechnologie auf dem lichtinduzierten elektrochemischen Ätzen von Silizium basiert. Die 3D TP haben dabei eine Gesamtlänge von $510\text{ }\mu\text{m}$ bei einem Aspektverhältnis von 100:1 und bestehen aus n- und p-Polysilizium Thermoschenkeln. Es konnten Empfindlichkeiten von bis zu 65 V/W , spezifische Detektivitäten von bis zu $2,53 \times 10^7\text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ und thermische Zeitkonstanten zwischen 5 ms und 9 ms nachgewiesen werden.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|------------|
| Abstract | iii |
| Kurzzusammenfassung | v |
| 1 Einleitung | 1 |
| 1.1 Kurzüberblick Stand der Technik | 1 |
| 1.2 Aufbau der Arbeit | 3 |
| 2 Theoretische Grundlagen | 4 |
| 2.1 Grundlagen der Infrarotstrahlung | 4 |
| 2.2 Absorption von IR Strahlung | 5 |
| 2.3 Strahlungsgesetze | 6 |
| 2.4 Wärmetransport | 8 |
| 2.5 Thermoelektrische Effekte | 11 |
| 2.5.1 Seebeck-Effekt | 11 |
| 2.5.2 Peltier Effekt | 14 |
| 2.5.3 Thomson Effekt | 15 |
| 2.5.4 Thomson Beziehungen | 15 |
| 3 Detektion von IR Strahlung | 16 |
| 3.1 Photonendetektoren | 16 |
| 3.2 Thermische IR Detektoren | 20 |
| 3.3 Typen thermischer IR Detektoren | 23 |
| 3.3.1 Mikrothermoelemente | 23 |
| 3.3.2 Mikrobolometer | 25 |
| 3.3.3 Pyroelektrischer IR Detektor | 26 |
| 3.3.4 Golay-Zelle | 27 |
| 3.4 Gütezahlen thermischer IR Detektoren | 28 |
| 3.5 Anwendungen und State-of-the-Art | 31 |
| 4 Der 3D Mikrothermoelement-Array-Detektor | 35 |
| 4.1 Designkriterien von Mikrothermoelementen | 35 |
| 4.1.1 Designparameter | 35 |
| 4.1.2 Materialauswahl | 38 |
| 4.2 Das 3D Thermopaar | 40 |
| 4.2.1 Charakteristische Eigenschaften des 3D TP | 42 |
| 4.2.2 Modellierung des 3D TP | 43 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 5 | Herstellung der 3D Mikrothermoelement-Array-Detektoren | 53 |
| 5.1 | Aufbau und Design der Demonstratoren | 54 |
| 5.2 | Herstellung von Makroporen in Silizium | 54 |
| 5.3 | Herstellungsablauf | 59 |
| 5.3.1 | Der Formwafer | 59 |
| 5.3.2 | Abscheiden und Strukturieren der Funktionschichten | 61 |
| 5.3.3 | Freilegen der 3D TP | 67 |
| 5.4 | Besonderheiten und Grenzen des Herstellungsprozesses | 70 |
| 5.4.1 | Herstellung des Formwafers | 70 |
| 5.4.2 | Lithographie auf porösen Oberflächen | 71 |
| 5.4.3 | Beschichten von Geometrien mit hohen Aspektverhältnissen | 73 |
| 5.4.4 | Freilegen der 3D TP | 75 |
| 5.5 | Hergestellte 3D TE-Array-Demonstratoren | 76 |
| 6 | Experimentelle Ergebnisse | 80 |
| 6.1 | Der Seebeck-Koeffizient | 80 |
| 6.2 | Das Absorptionsvermögen | 83 |
| 6.3 | Empfindlichkeit und spezifische Detektivität | 85 |
| 6.4 | Thermische Zeitkonstante | 92 |
| 7 | Zusammenfassung und Ausblick | 95 |
| | Literatur | 98 |
| | Abbildungsverzeichnis | 105 |
| | Tabellenverzeichnis | 108 |
| | Publikationen | 109 |
| | Danksagung | 110 |

1 Einleitung

Infrarot (IR)-Detektoren sind Strahlungsmesser mit einer Empfindlichkeit im infraroten Spektralbereich. Das technische Interesse an Ihnen rührt von der physikalischen Tatsache her, dass alle Körper stets IR-Strahlung emittieren und man dadurch kontaktlos je nach spektraler Intensität auf ihre Temperatur oder die strukturellen Eigenschaften schließen kann. Im einfachsten Fall kann durch Detektion von IR-Strahlung die Anwesenheit von Lebewesen bei völliger Dunkelheit nachgewiesen werden. Die Anwendungsbereiche moderner IR-Detektoren sind vielfältig.

In den Anfangstagen der IR-Technologie waren IR-Detektoren aufgrund der hohen Kosten und Systemkomplexität fast ausschließlich militärischen Anwendungen vorbehalten [1]. Sie wurden in der Nachtsicht- und Überwachungstechnik sowie in Suchköpfen von Raketen systemen eingesetzt. Erst im Laufe der weiteren technischen Entwicklung, insbesondere auf dem Gebiet der Halbleitertechnologie, fanden IR-Detektoren auch ihren Weg in den Verbrauchermarkt. Die typischen Anwendungsgebiete sind dabei Bewegungs- und Feuermelder, Ohrthermometer, Detektoren zur Bestimmung des Bräunungsgrades in Toastern, mobile Handpyrometer zur kontaktlosen Temperaturmessung sowie quantitativ auswertbare Aufnahmen von Wärmebildern, um nur einige Beispiele zu nennen. Getrieben durch den Bedarf an kostengünstigen Lösungen für immer komplexere Detektorsysteme im Automobil-, Überwachungs-, Sicherheits-, Fernerkundungs- und Smart-Building-Bereich steigt auch die Nachfrage nach kostengünstigeren und leistungsfähigeren IR-Detektoren. Neben den einelementigen IR-Detektoren richtet sich die Nachfrage insbesondere nach mehrelementigen IR-Detektorarrays. Dem gesamten IR-Detektormarkt wird alleine im Zeitraum von 2018 bis 2024 eine jährliche Wachstumsrate von 7% vorhergesagt [2].

1.1 Kurzüberblick Stand der Technik

Grundsätzlich wird im IR-Bereich zwischen Photonendetektoren und thermischen Detektoren unterschieden. Beide Typen eignen sich im Prinzip sowohl zum Aufbau von Einelementdetektoren als auch von mehrelementigen Detektorarrays. Photonendetektoren zählen zwar zu den leistungsstärksten IR-Detektoren, sie benötigen jedoch aufgrund ihres Detektorprinzips umfangreiche Kühlsysteme zur Unterdrückung von Störsignalen im inneren Photoeffekt. Photonendetektoren haben daher eine hohe Systemkomplexität. Mit Preisen im Bereich von mehreren 10000 € sind sie für den Verbrauchermarkt ungeeignet. Moderne thermische IR Detektoren kommen hingegen gänzlich ohne eine zusätzliche Kühlung aus. Mit Hilfe der MEMS-Technologie können thermische IR-Detektorarrays

vergleichsweise kostengünstig hergestellt werden (10 € bis 1000 €). Zwar ist ihre Leistungsfähigkeit deutlich geringer als die der Photonendetektoren. Für die meisten Anwendungsfälle im Verbrauchersegment ist sie jedoch völlig ausreichend.

Kommerzielle thermische IR-Detektorsysteme gibt es heutzutage in unterschiedlichen Ausführungen. Dabei ist ein Trend zu beobachten, dass die günstigen einelementigen IR Detektoren aus pyroelektrischen IR Detektoren oder Mikrothermoelementen aufgebaut werden, während bei den höherpreisigen mehrelementigen IR-Detektorarrays typischerweise Mikrobolometer Verwendung finden. Letztere haben den Vorteil, dass sie aufgrund ihres thermoresistiven Detektorprinzips zu sehr kompakten Detektorarrays aufgebaut werden können. Mit Preisen im Bereich von ca. 1000 € sind sie jedoch verhältnismäßig teuer. Pyroelektrische IR Detektoren sind zwar kostengünstig herstellbar, können aber von ihrem Funktionsprinzip her nur Signaländerungen detektieren. Zur Detektion von konstanten Strahlungssignalen benötigen sie einen mechanischen Chopper, wodurch die Bauform größer wird. Ein vielversprechender Ansatz zur Bedienung der Nachfrage nach kostengünstigen IR Detektorarrays mit mittlerer Auflösung sind Detektorarrays aus Mikrothermoelementen. Mikrothermoelemente haben den Vorteil, dass ihre Systemkomplexität minimal ist. Zum einen können sie aufgrund des SEEBECK-Effektes direkt ein elektrisches Detektorsignal liefern und benötigen dafür prinzipiell keine nachgeschaltete Elektronik, zum anderen können sie auch ohne Weiteres ein konstantes Strahlungssignal detektieren. Aufgebaut in Siliziumtechnologie sind sie sehr preisgünstig herstellbar. Ihr wesentlicher Nachteil ist jedoch, dass ihre Empfindlichkeit mit der Länge der Thermopaare korreliert. Durch die übliche laterale Bauweise der Thermopaare haben Mikrothermoelemente einen hohen Platzbedarf, was im Vergleich zu Mikrobolometern zu größeren Detektorarrays bei gleicher Auflösung führt.

Um den Platzbedarf von Mikrothermoelementen zu minimieren und dadurch den Aufbau von kleinformatischen Detektorarrays mit hoher Auflösung zu ermöglichen, wird in dieser Arbeit ein neuartiges Mikrothermopaar mit dreidimensionaler Geometrie vorgestellt. Die Thermoschenkel dieses 3D TP verlaufen coaxial ineinander und sind vertikal freistehend. Die heiße Kontaktstelle ist mit einer lateral ausgedehnten IR Absorberfläche bedeckt. Der Platzbedarf des 3D TP reduziert sich damit lediglich auf ihre Größe. Das Alleinstellungsmerkmal gegenüber herkömmlichen Mikrothermopaaren besteht darin, dass die Thermoschenkel senkrecht zum Trägerchip verlaufen und ihre Länge damit keinen nennenswerten Einfluss auf den lateralen Platzbedarf hat. Vor diesem Hintergrund liegt der zentrale Schwerpunkt dieser Arbeit auf der Entwicklung eines Herstellungsprozesses, der es ermöglicht, Strukturen mit hohen Aspektverhältnissen in Silizium herzustellen. Als prinzipiellen Durchführbarkeitsnachweis (Proof of Concept) werden 3D Mikrothermoelement-Array-Detektoren mit unterschiedlich dimensionierten 3D TP hergestellt und charakterisiert.

1.2 Aufbau der Arbeit

Die vorliegende Arbeit unterteilt sich in zwei Hauptbereiche:

- die Darstellung der allgemeinen theoretischen Hintergründe der Infrarottechnologie und
- die Beschreibung und Umsetzung des Konzeptes der 3D TP.

Zu Beginn werden dementsprechend in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen der IR-Strahlung sowie die thermoelektrischen Effekte erläutert. Letztere sind wesentlich für das Verständnis des Arbeitsprinzips von Mikrothermoelementen. In Kapitel 3 werden die unterschiedlichen Typen von IR-Detektoren dargestellt und ein Überblick über die aktuelle Anwendungs- und Marktsituation gegeben. Mit Kapitel 4 beginnt der zweite Hauptbereich dieser Arbeit. Hier wird zunächst das Konzept der 3D TP theoretisch erläutert. Anschließend folgt in Kapitel 5 die Beschreibung des gesamten Herstellungsprozesses der 3D Mikrothermoelement-Array-Detektoren und in Kapitel 6 die experimentelle Charakterisierung ihrer Leistungsfähigkeit. Das Kapitel 7 fasst abschließend die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Grundlagen der Infrarotstrahlung

Als Infrarotstrahlung (IR) bezeichnet man elektromagnetische Strahlung, die sich im Spektralbereich in Richtung größerer Wellenlängen an das sichtbare Licht bei 780 nm anschließt und bis zu den Mikrowellen bei 1 mm erstreckt (Abb. 2.1). Entdeckt und erstmals beschrieben wurde die IR Strahlung im Jahre 1800 durch F. W. HERSCHEL¹ in seiner Arbeit „*Experiments on the refrangibility of the invisible rays of the sun*“ [3]. Mit dem Ziel die Temperaturen der Farbbereiche des Sonnenlichtspektrums zu messen, entdeckte er, dass das Thermometer im Bereich jenseits des roten Lichtes die höchste Temperatur anzeigte.

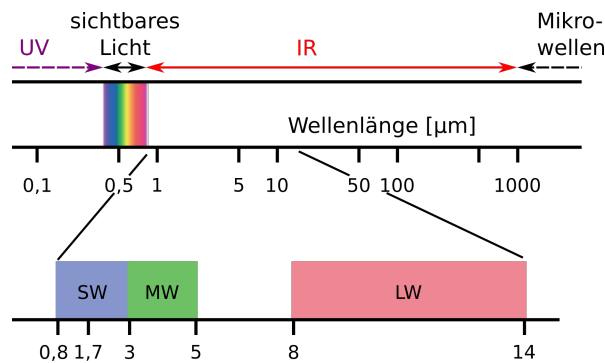


Abbildung 2.1: Lage der Infrarotstrahlung (IR) im elektromagnetischen Spektrum nach [4]. Die technisch zur Detektion relevanten Bereiche, kurzwelliges IR (SW), mittleres IR (MW) und langwelliges IR (LW), sind hervorgehoben.

Die natürliche Quelle der IR Strahlung sind die thermisch induzierten Schwingungen der Atome und Moleküle eines jeden Körpers, bei denen die bewegten Ladungsträger stets eine Impulsänderung erfahren und Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung abgeben [5]. Die spektrale Intensität der Strahlung hängt dabei einzig von der Stärke der Schwingungen und damit letztlich von der Temperatur des Körpers ab. Aufgrund dieses thermischen Ursprungs wird IR Strahlung auch oft als Wärme- oder Temperaturstrahlung bezeichnet.

¹Friedrich Wilhelm Herschel: 1738 - 1822, aus Deutschland stammender britischer Astronom und Musiker.

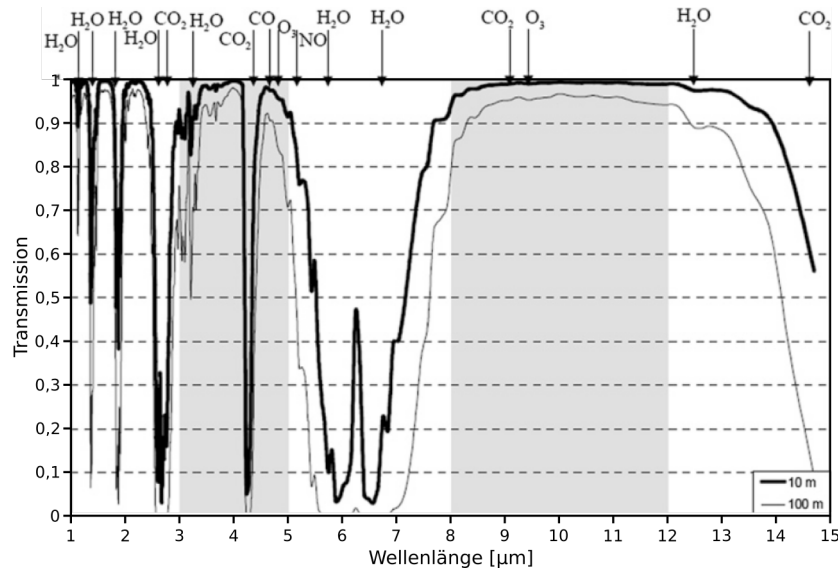


Abbildung 2.2: Spektrales Transmissionsvermögen der Erdatmosphäre bei einer Distanz von 10 m bzw. 100 m in einer Höhe von 10 m über Normalnull nach [6].

Die physikalische Tatsache, dass ein jeder Körper oberhalb des absoluten Nullpunktes IR Strahlung emittiert, macht sie zur technischen Nutzung sehr interessant. So kann zum Beispiel durch die Messung der einfallenden Strahlungsleistung auf die Temperatur des emittierenden Körpers geschlossen oder aber auch lediglich seine Existenz selbst bei völliger Dunkelheit nachgewiesen werden. Bei der technischen Nutzung ist jedoch zu beachten, dass die IR Strahlung beim Durchgang durch die Erdatmosphäre nur in bestimmten Wellenlängenbereichen, den sogenannten atmosphärischen Fenstern, annähernd verlustfrei transmittieren kann. Die Abb. 2.2 zeigt das Transmissionsvermögen der Erdatmosphäre in einer Höhe von 10 m über Normalnull im technisch interessanten Bereich von 1-15 μm . Man erkennt deutlich, dass ein Großteil der IR Strahlung vor allem durch die vorhandenen Wasser- (H_2O) bzw. Kohlenstoffdioxid-Moleküle (CO_2) stark absorbiert wird. Ausgeprägte atmosphärische Fenster liegen etwa im Bereich von 2-2,5 μm sowie 3-5 μm und 8-14 μm . In letzterem Bereich liegen die Strahlungsmaxima von Körpern bei Raumtemperatur. Neben der Wellenlänge spielt auch die Entfernung, über welche man die IR Strahlung eines Körpers messen möchte, eine Rolle. Wie in Abb. 2.2 auch zu sehen ist, geht bereits nach kurzen Entfernungen zur Strahlungsquelle viel von der Intensität der durchgelassenen IR Strahlung verloren.

2.2 Absorption von IR Strahlung

Beim Auftreffen elektromagnetischer Strahlung (EMS) auf einen Körper wird i. A. ein Teil ihrer Intensität I_0 an der Grenzfläche reflektiert, ein anderer Teil im Körper durch Wechselwirkungen mit den Atomen und Molekülen absorbiert und ein dritter durchgelas-

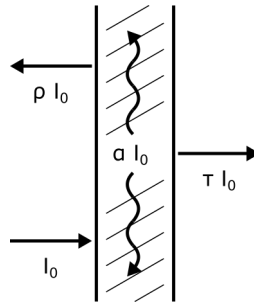


Abbildung 2.3: Wechselwirkungen eines Körpers mit IR Strahlung. Ein Teil der einfallenden Intensität I_0 wird reflektiert (Reflexionsgrad ρ), absorbiert (Absorptionsgrad α) und transmittiert (Transmissionsgrad τ).

sen (transmittiert) (Abb. 2.3). Diese Eigenschaften des Körpers werden als Reflexionsgrad ρ , Absorptionsgrad α und Transmissionsgrad τ bezeichnet, wobei

- ρ als das Verhältnis von der am Körper reflektierten Strahlungsleistung zur gesamten einfallenden Strahlungsleistung,
- α als das Verhältnis von der im Körper absorbierten Strahlungsleistung zur gesamten einfallenden Strahlungsleistung und
- τ als das Verhältnis von der aus dem Körper austretenden Strahlungsleistung zur gesamten einfallenden Strahlungsleistung

definiert ist. Dem Energieerhaltungssatz genügend ist die Summe aller drei Kenngrößen stets Eins:

$$\alpha + \rho + \tau = 1. \quad (2.1)$$

Für reale Körper sind α , ρ und τ in der Regel wellenlängenabhängig. Zudem hängen sie auch vom Einfallswinkel der EMS, sowie von der chemischen Zusammensetzung, der Oberflächenbeschaffenheit und der Temperatur des Körpers ab.

2.3 Strahlungsgesetze

Den Grundstein zur Beschreibung der emittierten Strahlung eines Körpers legte G. R. KIRCHHOFF² im Jahre 1859 mit seiner Arbeit „*Ueber das Verhältnis zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Licht*“, in der er zum einen das nach ihm benannte Strahlungsgesetz und zum anderen das theoretische Modell eines idealen Strahlers, eines sog. Schwarzen Körpers, formulierte. Das KIRCHHOFFsche Strahlungsgesetz besagt, dass sich ein Körper mit seiner Umgebung im

²Gustav Robert Kirchhoff: 1824 - 1887, deutscher Physiker.

thermischen Gleichgewicht befindet, wenn er durch Wärmestrahlung die gleiche Energiemenge abgibt, wie er sie durch die absorbierte Strahlung aufnimmt. Anders ausgedrückt kann man sagen, dass das spektrale Absorptionsvermögen $\alpha_{abs}(\lambda)$ und das spektrale Emissionsvermögen $\epsilon(\lambda)$ eines Körpers stets gleich sind:

$$\alpha(\lambda) = \epsilon(\lambda). \quad (2.2)$$

Dieses Gesetz folgt auch unmittelbar aus dem Prinzip der Energieerhaltung. Den Schwarzen Körper beschreibt KIRCHHOFF als einen hypothetischen Körper, der alle Strahlung vollständig absorbiert. Für ihn gilt damit wellenlängenunabhängig $\alpha = \epsilon = 1$. Kein realer Körper kann damit mehr Wärmestrahlung absorbieren oder emittieren als der Schwarze Körper.

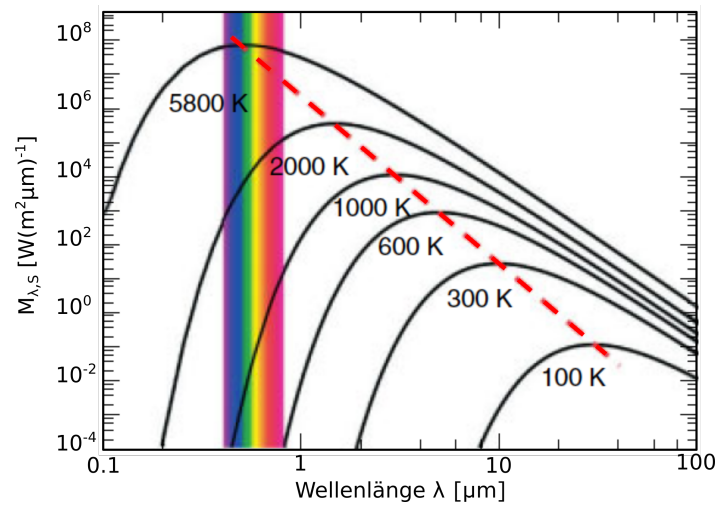


Abbildung 2.4: Spektrale spezifische Ausstrahlung eines Schwarzen Körpers als Funktion der Wellenlänge und dessen Temperatur.

Basierend auf seinen Annahmen zur Quantentheorie des Lichtes gelang es M. PLANCK³ im Jahre 1900 erstmals, den vollständigen Zusammenhang zwischen der Temperatur T eines Schwarzen Körpers und seiner spektralen spezifischen Ausstrahlung $M_{\lambda,S}(\lambda, T)$ im Vakuum zu formulieren [7, 8]:

$$M_{\lambda,S}(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \left[e^{\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right)} - 1 \right]^{-1} \quad (2.3)$$

mit λ der Wellenlänge, h dem PLANCKschen Wirkungsquantum, k_B der BOLTZMANN-Konstante und c der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. In Abb. 2.4 ist das PLANCKsche Strahlungsgesetz in Abhängigkeit von der Wellenlänge bei unterschiedlichen Temperaturen doppeltlogarithmisch dargestellt. Man erkennt, dass sich die Kurven unterschiedlicher

³Max Planck: 1858 - 1947, deutscher Physiker und Nobelpreisträger für Physik.

Temperaturen nicht schneiden und dass sich ihr Maximum mit abnehmender Temperatur zu größeren Wellenlängen hin verschiebt. Letzterer Zusammenhang wird durch das WIEN⁴sche Verschiebungsgesetz beschrieben. Es folgt aus der Nullstelle der Ableitung des PLANCKschen Strahlungsgesetzes (Gln. (2.3)) und beschreibt die Wellenlänge λ_{max} der maximalen spektralen spezifischen Ausstrahlung als Funktion der Temperatur [9]:

$$\lambda_{max} \cdot T = 2898 \text{ } \mu\text{m K} \quad (2.4)$$

Aus dieser Beziehung wird ersichtlich, dass Körper bei Raumtemperatur ihr Strahlungsmaximum im infraroten Spektralbereich aufweisen. Steigt die Temperatur, so verschiebt sich λ_{max} allmählich in den Bereich des sichtbaren Lichtes. Heiße Herdplatten erscheinen daher rotglühend. Integriert man das PLANCKsche Strahlungsgesetz (Gln. (2.3)) über den gesamten Wellenlängenbereich, so erhält man die gesamte spezifische Ausstrahlung $M(T)$ des Schwarzen Körpers. Ihre Abhängigkeit von der Temperatur wird durch das STEFAN⁵-BOLTZMANN⁶-Gesetz beschrieben [10, 11]:

$$M_S(T) = \int_{\lambda} M_{\lambda,S}(\lambda, T) d\lambda = \sigma \cdot T^4, \quad (2.5)$$

mit der STEFAN-BOLTZMANN-Konstante $\sigma = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15h^3 c^2} = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K}^4)$.

2.4 Wärmetransport

Der Wärmetransport trägt wesentlich zur Funktion und Leistungsfähigkeit eines thermischen IR Detektors bei. Er bestimmt die Temperaturverhältnisse innerhalb des Detektorelementes und damit auch direkt das Maß des resultierenden Detektorsignals. Fällt IR Strahlung auf das Detektorelement, so fließt die aufgenommene Wärmeenergie unmittelbar zur Wärmesenke ab. Die Übertragung der Wärme kann dabei prinzipiell auf drei unterschiedliche Arten erfolgen:

⁴Wilhelm Wien: 1864 - 1928, deutscher Physiker und Nobelpreisträger für Physik.

⁵Josef Stefan: 1835 - 1893, österreichischer Mathematiker und Physiker.

⁶Ludwig Eduard Boltzmann: 1844 - 1906, österreichischer Physiker und Philosoph.

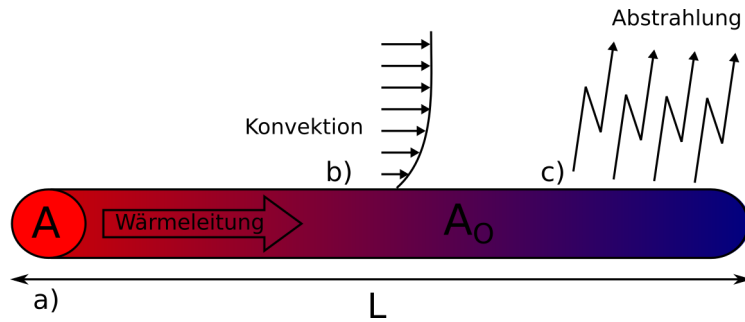


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der drei Wärmetransportmechanismen an einem Körper mit der Querschnittsfläche A , der Länge L und der Oberfläche A_O : a) Wärmeleitung, b) konvektiver Wärmeübergang sowie c) Wärmeabstrahlung.

Wärmeleitung

Die Wärmeleitung ist ein Wärmetransportmechanismus, bei dem Wärmeenergie ohne Materieaustausch nur durch Stöße zwischen benachbarten Atomen, Molekülen oder freien Elektronen innerhalb eines Festkörpers übertragen wird (Abb. 2.5a). Der Wärmefluss erfolgt dabei in Richtung geringerer Temperatur. Findet die Wärmeleitung längs eines Körpers mit konstanter Querschnittsfläche A statt, so gilt das FOURIERSche⁷ Gesetz für den fließenden Wärmestrom \dot{Q}_{leit} :

$$\dot{Q}_{leit} = \lambda_{th} \cdot \frac{A}{L} \cdot \Delta T, \quad (2.6)$$

wobei λ_{th} die Wärmeleitfähigkeit des Materials, L die Länge des Körpers und ΔT die Temperaturdifferenz zwischen seinen Enden ist.

Konvektion

Die Konvektion ist der einzige Wärmetransportmechanismus, der mit dem Transport von Materie einhergeht. Er findet an Grenzflächen zwischen Festkörpern und Fluiden statt (Abb. 2.5b). Hat ein Körper eine höhere Temperatur als seine Umgebung, so wird an der Grenzfläche Wärmeenergie von ihm durch Wärmeleitung an die oberflächennächsten Moleküle des Fluids übertragen. Werden die Moleküle nun durch äußere Kräfte, zum Beispiel durch ein Gebläse oder eine Pumpe, von der Grenzfläche wegbewegt, spricht man von erzwungener Konvektion. Erfolgt der Abtransport der erwärmten Moleküle jedoch durch Auftriebskräfte im Schwerfeld der Erde, die von Dichteunterschieden aufgrund unterschiedlicher Temperaturen herrühren, so spricht man von freier Konvektion. Für den Wärmestrom, der zwischen dem Körper und dem ihn umgebenden Fluid fließt, gilt:

$$\dot{Q}_{konv} = h \cdot A_O \cdot \Delta T, \quad (2.7)$$

⁷Jean Baptiste Joseph Fourier: 1768 - 1830, französischer Mathematiker und Physiker.

wobei A_O die Oberfläche des Körpers, ΔT die Temperaturdifferenz zum Fluid und h der sogenannte Wärmeübergangskoeffizient der Konvektion ist. Bei freier Konvektion in Luft beträgt h in etwa $3,5 - 35 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$ [12], bei erzwungener Konvektion bis zu $290 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$.

Wärmestrahlung

Die Wärmestrahlung ist ein Transportmechanismus von elektromagnetischer Natur (Abb. 2.5c). Sie ist damit nicht an das Vorhandensein von Materie geknüpft und kann auch im Vakuum erfolgen (vergl. z. B. Strahlung der Sonne). Elektromagnetische Strahlung entsteht, wenn elektrische Ladungen beschleunigt werden. Da aufgrund der ungeordneten Bewegung der Moleküle und Atome in der Materie ständig Elektronen, die Bestandteile von Atomen sind, in unterschiedlichster Art beschleunigt werden, emittiert jeder Körper oberhalb des absoluten Temperaturnullpunktes elektromagnetische Strahlung unterschiedlicher Wellenlängen. Je höher die Temperatur ist, desto stärker ist die Bewegung der Ladungsträger. Für den abgestrahlten Wärmestrom gilt nach dem STEFAN-BOLTZMANN-Gesetz (Gln. (2.5))

$$\dot{Q}_{\text{strahl}} = \epsilon \sigma A_O (T^4 - T_a^4), \quad (2.8)$$

wobei T die Temperatur des Körpers und T_a die Temperatur seiner Umgebung ist. Für kleine Temperaturdifferenzen, wie sie zwischen dem Körper und seiner Umgebung für gewöhnlich in thermischen IR Detektoren vorkommen, folgt mit $T - T_a \ll T_a$ aus Gln. (2.8)

$$\dot{Q}_{\text{abstrahl}} = 4\epsilon \sigma A_O (T - T_a) T_a^3. \quad (2.9)$$

Elektrische Analogie der Wärmeleitung

Die Wärmeleitung in Festkörpern lässt sich in vieler Hinsicht mit der Leitfähigkeit elektrischer Leiter vergleichen. In einem elektrischen Leiter wird der elektrische Strom von einer Potentialdifferenz (el. Spannung U_{el}) getrieben, wie auch in analoger Weise der Wärmestrom von einer Temperaturdifferenz ΔT getrieben wird. Bei der elektrischen Leitung wird die elektrische Ladung durch die Bewegung der Elektronen von einem Punkt des Leiters an einen anderen transportiert. Bei der Wärmeleitung wird die Wärme durch die Schwingungen der Festkörperteilchen, die durch erhöhte Energie entstehen, von einem Punkt des Festkörpers an einen anderen transportiert. Zwischen beiden Transportvorgängen bestehen also gewisse Analogien, die aus dem Vergleich zwischen dem FOURIERSchen Gesetz der Wärmeleitung (Gln. (2.6)) und dem OHM⁸schen Gesetz in Hinblick auf die allgemeine Form $\text{Fluss} = \text{Transportkoeffizient} \times \text{Potentialgefälle}$ ersichtlich werden (Tab. 2.1) [13]. Die wichtigste Parallele ist dabei das „OHMSche Gesetz der Wärmeleitung“:

$$\Delta T = R_{th} \cdot \dot{Q}, \quad (2.10)$$

⁸Georg Simon Ohm: 1789 - 1854, deutscher Physiker.

wobei R_{th} der thermische Widerstand ist. Bezieht man Gln. (2.10) auf die zuvor beschriebenen Wärmetransportmechanismen, so kann aus Gln. (2.6), (2.7) und (2.8)

- ein Wärmeleitwiderstand

$$R_{th,leit} = \frac{1}{\lambda_{th}} \cdot \frac{L}{A}, \quad (2.11)$$

- ein Wärmeübergangswiderstand

$$R_{th,konv} = \frac{1}{h \cdot A_O} \quad (2.12)$$

- und ein Abstrahlwiderstand

$$R_{th,strahl} = \frac{1}{\epsilon \sigma A_O 4T_U^3} \quad (2.13)$$

definiert werden. In manchen analytischen Berechnungen ist es zweckmäßiger, den thermischen Leitwert $G_{th} = R_{th}^{-1}$ zu benutzen. Für die Wärmekapazität C_{th} eines Festkörpers gilt:

$$C_{th} = c_{th} \cdot \rho_m \cdot V, \quad (2.14)$$

wobei c_{th} die spezifische Wärmekapazität, ρ_m die Dichte und V das Volumen des Festkörpers sind.

Tabelle 2.1: Analogiebeziehungen zwischen elektrischen und thermischen Größen.

| Elektrische Leitung | Wärmeleitung |
|--------------------------------------|------------------------------------|
| el. Spannung U_{el} [V] | Temperaturdifferenz ΔT [K] |
| el. Strom I [A] | Wärmestrom \dot{Q} [W] |
| el. Widerstand R_{el} [Ω] | therm. Widerstand R_{th} [K/W] |
| el. Kapazität C [F] | Wärmekapazität C_{th} [J/K] |

2.5 Thermoelektrische Effekte

2.5.1 Seebeck-Effekt

Der SEEBECK-Effekt beschreibt das physikalische Phänomen, dass sich zwischen den Enden eines elektrischen Leiters eine elektrische Spannung aufbaut, wenn sich diese auf unterschiedlichen Temperaturen befinden. Das Maß dieser sogenannten Thermospannung U_{th} hängt dabei nur von der absoluten Temperaturdifferenz $\Delta T = T_H - T_K$ zwischen dem heißen (T_H) und kalten (T_K) Ende und nicht vom Temperaturgradienten längs des Leiters ab [6] (Abb. 2.6a)). Entdeckt und erstmals beschrieben wurde dieser Effekt im Jahre 1826 von T. J. SEEBECK⁹ in seiner Arbeit „*Ueber die magnetische Polarisaton*

⁹Thomas Johann Seebeck: 1770 - 1831, deutscher Physiker.

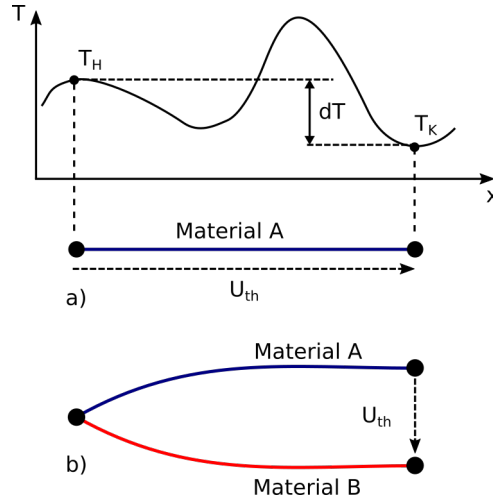


Abbildung 2.6: a) SEEBECK-Effekt in einem elektrischen Leiter. b) Schematische Darstellung eines Thermopaars.

der Metalle und Erze durch Temperaturdifferenz“ [14]. Mathematisch wird der SEEBECK-Effekt beschrieben durch

$$U_{th} = \alpha_S^A \cdot \Delta T \quad (2.15)$$

mit α_S^A dem absoluten SEEBECK-Koeffizienten des Leitermaterials A. α_S ist eine spezifische Materialeigenschaft und hat die Einheit $\mu\text{V/K}$. Technisch wird der SEEBECK-Effekt in sogenannten Thermopaaren (TP) genutzt (Abb. 2.6b). Darunter sind halb offene Leiterschleifen aus zwei unterschiedlichen Leitermaterialien, den Thermoschenkel A und B, zu verstehen, die an einem Ende ohmsch miteinander verbunden (heiße Kontaktstelle) und am anderen Ende (kalte Kontaktstelle) offen sind. Da jeder Thermoschenkel bei ΔT zwischen seinen Enden eine Thermospannung erzeugt, resultiert aus der Reihenschaltung für das TP eine Thermospannung von

$$U_{th} = (\alpha_S^A - \alpha_S^B) \cdot \Delta T = \alpha_S^{AB} \cdot \Delta T. \quad (2.16)$$

α_S^{AB} wird als der relative SEEBECK-Koeffizient des TP bezeichnet.

Die physikalische Ursache des SEEBECK-Koeffizienten liegt in thermisch induzierten Transportphänomenen, welche die Ladungsträger im Leitermaterial in Bewegung versetzen und letztlich zu einer konstanten Ladungstrennung zwischen den Enden des Leiters führen. Den wesentlichen Teil hierzu trägt die Temperaturabhängigkeit des Fermi-Niveaus $E_F(T)$ bei (Abb. 2.7). Liegen die Enden eines Leiters auf unterschiedlichen Temperaturen, so bildet sich ein Fermi-Niveau-Gradient aus und es kommt zum Ladungsfluss. Der SEEBECK-Koeffizient entspricht dabei der Steigung des Gradienten:

$$\alpha_S = \frac{1}{q} \frac{dE_F(T)}{dT} \quad (2.17)$$

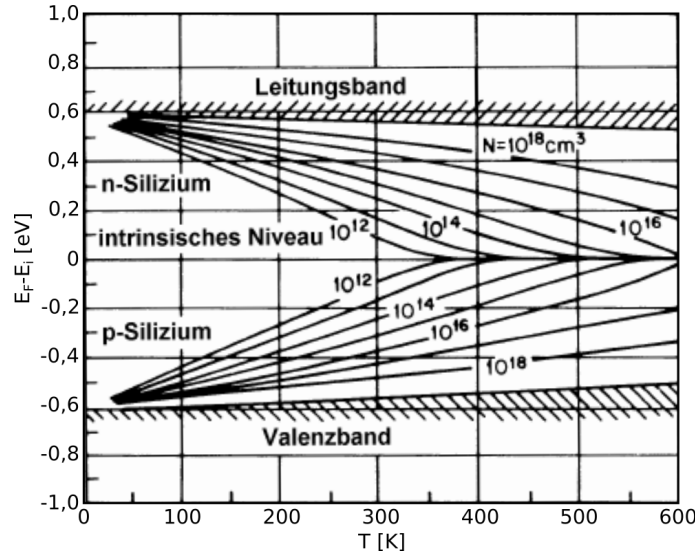


Abbildung 2.7: Relative Lage des Fermi-Niveaus E_F von n- und p-dotiertem Silizium als Funktion der absoluten Temperatur T und der Dotierstoffkonzentration N nach [15]. In den schraffierten Bereichen ist auch die Temperaturabhängigkeit des Leitungs- und Valenzbandes dargestellt.

mit der Elementarladung q .

Bei Halbleitern wie Silizium liegt das Fermi-Niveau E_F generell innerhalb der Bandlücke. Ist die Krümmung des Leitungs- und Valenzbandes gleich, so liegt E_F im intrinsischen Fall mittig zwischen beiden Bandkanten. Durch Einbringen von Dotieratomen ändern sich die effektiven Zustandsdichten im Leitungs- und Valenzband und die Lage des Fermi-Niveaus wird temperaturabhängig [16] (Abb. 2.7). Weitere temperaturabhängige Effekte, die in Silizium zur Lage des Fermi-Niveaus beitragen, sind die mittlere Geschwindigkeit der freien Ladungsträger sowie der Ladungsträgertransport durch Phononen im Kristallgitter (engl.: phonon drag). In Summe erweitert sich damit die Gln. (2.17) zu [17]

$$\alpha_{S,n} = -\frac{k}{q} \left(\ln \left(\frac{N_C}{n} \right) + \frac{5}{2} + s_n + \eta_n \right) \text{ für n-dotiertes und} \quad (2.18)$$

$$\alpha_{S,p} = \frac{k}{q} \left(\ln \left(\frac{N_V}{p} \right) + \frac{5}{2} + s_p + \eta_p \right) \text{ für p-dotiertes Silizium,} \quad (2.19)$$

wobei $s_{n/p}$ die Beziehung zwischen der Relaxationszeit und der Energie der Ladungsträger beschreibt und $\eta_{n/p}$ für den Beitrag des durch Phononen getriebenen Ladungsträgerstroms steht. N_C und N_V sind die Zustandsdichten im Leitungs- bzw. Valenzband und n und p sind die Ladungsträgerdichten von Elektronen bzw. Löchern.

In guter Näherung kann der SEEBECK-Koeffizient von dotiertem Silizium auch vereinfacht in logarithmischer Abhängigkeit vom spezifischen elektrischen Widerstand ρ_{el} abgeschätzt werden [18]:

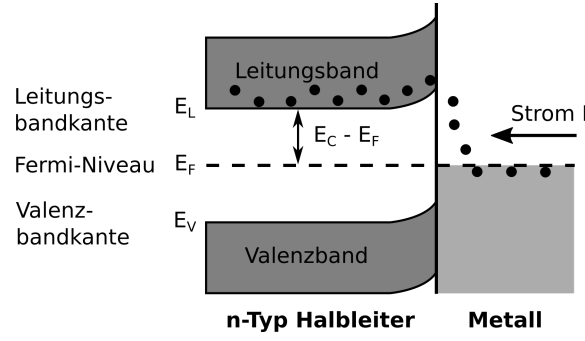


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung des PELTIER-Effektes an einem Metall-(n-Typ)-Halbleiter-Übergang nach [20].

$$\alpha_S = \frac{mk}{q} \ln \left(\frac{\rho_{el}}{\rho_{el,0}} \right) \quad (2.20)$$

mit $m = 2.6$ und $\rho_{el,0} = 5 \times 10^{-6} \Omega \text{ m}$.

2.5.2 Peltier Effekt

Der PELTIER-Effekt kann prinzipiell als die Umkehrung des SEEBECK-Effektes bezeichnet werden. Er wurde 1834 von J. PELTIER¹⁰ entdeckt und beschreibt, dass bei Stromfluss in einem Thermopaar am ohmschen Kontakt der Thermoschenkel Wärmeenergie an die Umgebung abgegeben oder aus ihr aufgenommen wird [19]. Die Richtung hängt dabei vom Vorzeichen des elektrischen Stroms ab. Für die sogenannte PELTIER-Wärme gilt:

$$\dot{Q}_\pi = (\pi_A - \pi_B) \cdot I = \pi_{AB} \cdot I, \quad (2.21)$$

wobei π_A und π_B die PELTIER-Koeffizienten der beiden Thermoschenkelmaterialien und I der fließende elektrische Strom ist. Formal betrachtet hat der PELTIER-Koeffizient die Einheit V. Manchmal wird er jedoch auch mit W/A bezeichnet, um mögliche Verwechslungen, dass der PELTIER-Koeffizient eine elektrische Spannung sei, zu vermeiden.

Während der SEEBECK-Effekt das Entstehen einer Spannung beschreibt, tritt der PELTIER-Effekt ausschließlich durch das Fließen eines äußeren Stromes auf. Die Ursache hierfür liegt in der Verbiegung der Bandstruktur in der Verbindungsstelle beider Thermoschenkelmaterialien (Abb. 2.8). Fließen Ladungsträger vom niederenergetischen ins höherenergetische Leitungsband, so müssen sie Energie aufnehmen, die sie der Umgebung in Form von Wärme entziehen. In umgekehrter Richtung wird von den Ladungsträgern Energie in Form von Wärme abgegeben.

¹⁰Jean Peltier: 1785 - 1845, französischer Physiker.

2.5.3 Thomson Effekt

Der THOMSON-Effekt beschreibt, dass aus Gründen der Energieerhaltung in einem stromdurchflossenen Leiter neben der JOULEschen Wärme noch ein zusätzlicher Wärmestrom erzeugt oder absorbiert werden muss, wenn in diesem ein Temperaturgradient vorliegt. Er ist der dritte thermoelektrische Effekt und wurde 1851 von W. THOMSON¹¹ entdeckt. Für diese sogenannte THOMSON-Wärme gilt:

$$\dot{Q}_T = \beta_T I \Delta T, \quad (2.22)$$

wobei β_T der THOMSON-Koeffizient des Leitermaterials ist.

Da bei Thermoelementen die Thermospannung möglichst hochohmig gemessen wird und dadurch nur marginale Ströme fließen, ist der Einfluss vom Peltier- und Thomson-Effekt in Thermoelementen vernachlässigbar klein.

2.5.4 Thomson Beziehungen

Neben der Entdeckung des dritten thermoelektrischen Effektes hat W. THOMSON mit der Herleitung des SEEBECK- und PELTIER-Effektes aus der Thermodynamik auch gezeigt, dass ihre Koeffizienten nicht unabhängig voneinander sind. So gilt

die erste THOMSON-Beziehung

$$\pi_{AB} = \alpha_S^{AB} \cdot T \quad (2.23)$$

und die zweite THOMSON-Beziehung

$$\beta_T = T \cdot \frac{d\alpha_S}{dT}. \quad (2.24)$$

Eine umfassendere Herleitung der THOMSON-Beziehungen sowie ein Modell, dass die thermoelektrischen Effekte ausgehend von der irreversiblen Thermodynamik beschreibt, ist in den Arbeiten von Onsager *et al.* [21, 22] zu finden.

¹¹William Thomson, 1. Baron Kelvin: 1824 - 1907, britischer Physiker.

3 Detektion von IR Strahlung

Die Entwicklung von IR Detektoren begann etwa in der ersten Hälfte des 19. Jahrhunderts. L. NOBILI¹ präsentierte 1830 den ersten IR Detektor basierend auf Thermoelementen. Knapp 80 Jahre später wurden 1914 die ersten Bolometer zur Fernerkundung von Personen und Flugzeugen eingesetzt. Der große Durchbruch gelang den IR Detektoren jedoch erst ab etwa 1965, als Halbleiter mit kleinen Bandlücken zur Detektion von IR Strahlung eingesetzt wurden. Im gleichen Jahr etwa begann die Massenfertigung von IR Kameras für den zivilen Einsatz [23]. Über die Zeit haben sich zwei Hauptgruppen von IR Detektoren herauskristallisiert: Photonendetektoren und die thermischen IR Detektoren. Beide Detektorarten erfüllen den gleichen Zweck, unterscheiden sich jedoch grundlegend in ihrem Wirkungsprinzip und der Leistungsfähigkeit. Im folgenden Kapitel werden zunächst die Eigenschaften dieser zwei Hauptgruppen von IR Detektoren erläutert. Anschließend werden die unterschiedlichen Typen von thermischen IR Detektoren beschrieben. In den letzten beiden Abschnitten werden die Gütezahlen der thermischen IR Detektoren definiert und ein Überblick ihrer aktuellen Markt- und Anwendungssituation gegeben.

3.1 Photonendetektoren

Das Arbeitsprinzip von Photonendetektoren basiert auf dem inneren Photoeffekt in Halbleitermaterialien. Photonendetektoren zeichnen sich daher durch eine sehr hohe Empfindlichkeit und durch schnelle Reaktionszeiten aus. Ihr spektraler Empfindlichkeitsbereich ist jedoch stark begrenzt und zur Unterdrückung von Störsignalen wird im Regelfall eine Kühlung des Detektorelementes benötigt.

¹Leopoldo Nobili: 1784 - 1835, italienischer Physiker.

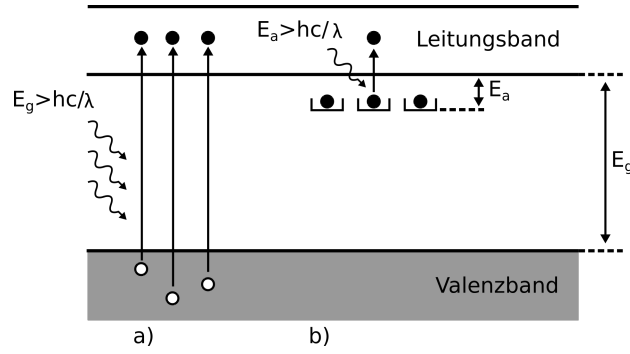


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des inneren Photoeffektes in a) Eigenhalbleitern (intrinsisch) und b) Störstellenhalbleitern (extrinsisch).

Fällt IR Strahlung mit ausreichender Energie auf einen Halbleiter, so können die absorbierten Photonen die Elektronen aus dem Valenz- ins energetisch höher gelegene Leitungsband anheben und dadurch seine elektrische Leitfähigkeit erhöhen. Ein solcher Sprung der Elektronen gelingt jedoch nur dann, wenn die Energie der Photonen E_{Photon} mindestens der Energiedifferenz der Lage des Elektrons bis zur Leitungsbandkante entspricht. Je nach Halbleiterart kann dies die Bandlückenenergie E_g (Eigenhalbleiter) oder die Anregungsenergie E_a (Störstellenhalbleiter) zwischen dem Donatorniveau und der Leitungsbandkante sein (Abb. 3.1):

$$E_{Photon} > E_{g/a} = \frac{hc}{\lambda}. \quad (3.1)$$

Dieser Bedingung nach gibt es aber umgekehrt auch eine Grenzwellenlänge λ_{cut} , oberhalb derer die Photonenenergie nicht mehr ausreicht, um den Sprung der Elektronen ins Leitungsband auszulösen. Bei Wellenlängen oberhalb von

$$\lambda_{cut} = \frac{hc}{E_{g/a}} \quad (3.2)$$

fällt die Empfindlichkeit daher abrupt ab. Bedingt durch die Quantenausbeute im Detektorelement setzt die Empfindlichkeitsabnahme bei realen Photonendetektoren bereits schon vor λ_{cut} ein (Abb. 3.2). Aus dem Effekt der Grenzwellenlänge λ_{cut} folgend, ist auch die spezifische Detektivität (s. Kap. 3.4) der Photonendetektoren stark von der Wellenlänge der einfallenden IR Strahlung abhängig. Hinzukommt, dass sie auch aufgrund des direkten Detektorprinzips (Abb. 3.4) wesentlich durch das Strahlungsrauschen der Hintergrundstrahlung bestimmt wird. Photonendetektoren haben daher auch eine physikalische Detektivitätsgrenze, welche durch die sogenannte BLIP (engl.: Background Limited Infrared Photodetector)-Detektivität beschrieben wird [24]:

$$D_{BLIP}^* = \frac{\tilde{\eta}(\lambda) \cdot \lambda}{h \cdot c \cdot \sqrt{2 \cdot \Phi_B}} \quad (3.3)$$

mit der effektiven spektralen Quantenausbeute $\tilde{\eta}(\lambda)$ und der einfallenden Photonenflussdichte aus der Hintergrundstrahlung Φ_B .

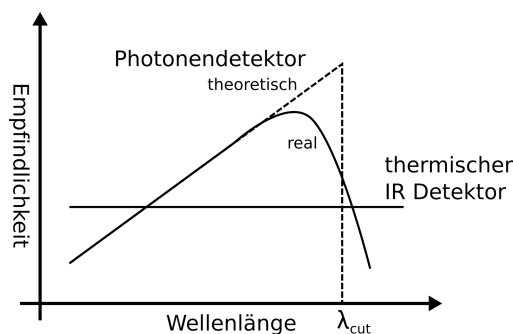


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der spektralen Empfindlichkeit von Photonen- und thermischen IR Detektoren.

In Abb. 3.3 ist die Wellenlängenabhängigkeit der spezifischen Detektivität einiger ausgewählter Photonendetektoren zusammen mit D_{BLIP}^* dargestellt. Zum Vergleich sind auch die spezifischen Detektivitäten einiger thermischer IR Detektoren abgebildet. Man erkennt sofort, dass Photonendetektoren um Größenordnungen leistungstärker als thermische IR Detektoren sind. Je nach Wellenlänge können ihre spezifischen Detektivitäten im Bereich von 10^{11} bis über $10^{13} \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ liegen. Typische Zeitkonstanten liegen im Bereich von wenigen μs und darunter. Ihr wesentlicher Nachteil ist jedoch, dass sie zum Erreichen solcher Werte, insbesondere zu größeren Wellenlängen hin, eine kryotechnische Kühlung des Detektorelementes benötigen. Gln. (3.2) zufolge muss die Energie der zu überwindenden Bandlücke im Halbleiter mit steigender Wellenlänge kleiner werden. Ab einem gewissen Punkt wird diese Energie jedoch so klein, dass bereits die thermische Anregung der Ladungsträger ausreicht, um diese ins Leitungsband zu heben und so einen sogenannten Dunkelstrom zu erzeugen. In Tab. 3.1 sind einige gängige Detektormaterialien mit den empfohlenen Arbeitstemperaturen zusammengefasst. Zur Detektion von IR Strahlung im Wellenlängenbereich von $8\text{--}14 \mu\text{m}$, was dem abgestrahlten Spektrum eines Objektes bei Raumtemperatur entspricht, ist eine Kühlung auf unter 77 K notwendig. Photonendetektoren werden daher in der Regel bevorzugt in Bereichen eingesetzt, in denen weniger der Kostenpunkt und die Mobilität, als vielmehr eine hohe Empfindlichkeit im Vordergrund stehen. Für Massenanwendungen im Consumer-Bereich sind Photonendetektoren eher ungeeignet.

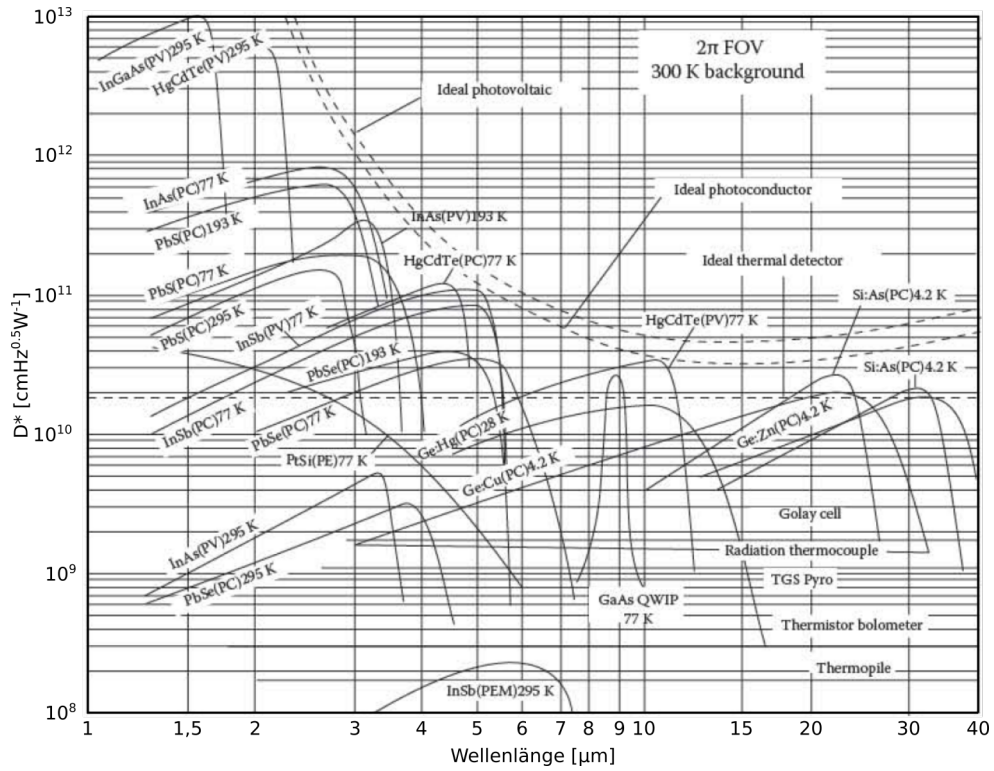


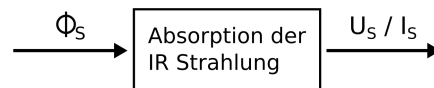
Abbildung 3.3: Vergleich der spezifischen Detektivitäten D^* einiger kommerzieller IR Detektoren in Abhängigkeit von der Wellenlänge der einfallenden IR Strahlung und der Betriebstemperatur des Detektorelementes. Zusätzlich sind auch die physikalischen Detektivitätsgrenzen der Photonen- und thermischen IR Detektoren gestrichelt dargestellt [1].

Tabelle 3.1: Bandlücke E_g bzw. Anregungsenergie E_a sowie die dazugehörigen Grenzwellenlängen einiger ausgewählter Eigenhalbleiter [25].

| Detektormaterial | Anregungsenergie $E_{g/a}$ in [eV] | Grenzwellenlänge λ in [μm] | Betriebstemperatur T in [K] |
|------------------|---------------------------------------|--|--------------------------------|
| CdS | 2,4 | 0,52 | 295 |
| CdSe | 1,8 | 0,69 | 295 |
| CdTe | 1,5 | 0,83 | 295 |
| GaAs | 1,35 | 0,92 | 295 |
| Si | 1,12 | 1,1 | 295 |
| Ge | 0,67 | 1,8 | 295 |
| PbS | 0,42 | 2,9 | 295 |
| InAs | 0,34 | 3,6 | 295 |
| PbSe | 0,23 | 5,4 | 195 |
| InSb | 0,23 | 5,4 | 195 |
| PbxSn1-xTe | 0,31-0,04 (je nach x) | 4-30 | 77 (195) |
| CdxHg1-xTe | 1,5-0,04 (je nach x) | 0,83-30 | 77 (195) |

3.2 Thermische IR Detektoren

einstufiges Detektorprinzip (direkt)



zweistufiges Detektorprinzip (indirekt)

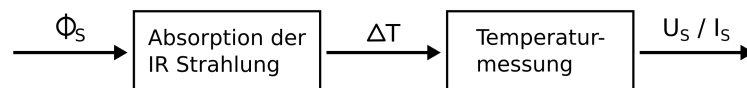


Abbildung 3.4: Detektorprinzipien thermischer IR Detektoren.

Die zweite Hauptgruppe der IR Detektoren bilden die thermischen IR Detektoren. Genau genommen handelt es sich hierbei jedoch in erster Linie um reine Temperaturmesser. Die Detektorprinzipien thermischer IR Detektoren basieren allesamt auf temperaturabhängigen physikalischen Effekten, die zur Detektion einer Temperatur bzw. einer Temperaturänderung dienen. Die Fähigkeit, IR Strahlung zu detektieren, erhalten sie erst durch einen zusätzlichen IR Absorber. Dieser wandelt die einfallende IR Strahlungsleistung in Wärmeenergie um und erwärmt damit das Detektorelement. Thermische IR Detektoren arbeiten daher nach einem zweistufigen Detektorprinzip (Abb. 3.4). Ihr Detektorsignal ist in der Regel ein zur absorbierten Strahlungsleistung proportionales elektrisches Ausgangssignal.

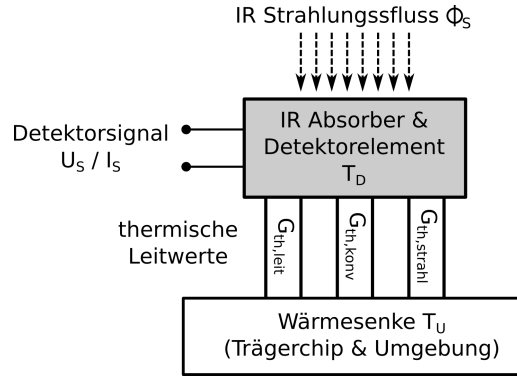


Abbildung 3.5: Grundaufbau thermischer IR Detektoren.

Der Grundaufbau thermischer IR Detektoren ist in Abb. 3.5 dargestellt. Sie bestehen im Wesentlichen aus einem Detektorelement, welches über die Summe mehrerer thermischer Leitwerte G_{th} mit einer Wärmesenke verbunden ist. Die thermischen Leitwerte entsprechen dabei der Wärmeleitung in der mechanischen Stützstruktur sowie dem Wärmeübergang durch Konvektion und Abstrahlung des Detektorelementes. Die Wärmesenke wird vom Trägerchip und der Umgebung des Detektorelementes gebildet. Ohne einfallende IR Strahlung befinden sich das Detektorelement und die Wärmesenke im thermischen Gleichgewicht mit $T_D = T_U$, wobei T_D die Temperatur des Detektorelementes und T_U die der Umgebung ist. Fällt nun ein sich zeitlich veränderlicher Strahlungsfluss $\Phi_S(t)$ ein, so ändert sich die Temperatur des Detektorelementes um $\Delta T(t)$ und es gilt die Wärmeleitungsgleichung

$$\alpha \cdot \Phi_S(t) = C_{th} \cdot d/dt[\Delta T(t)] + G_{th} \cdot \Delta T(t), \quad (3.4)$$

wobei C_{th} die Wärmekapazität des Detektorelementes ist. Hat der Strahlungsfluss eine sinusförmige Funktion mit der Kreisfrequenz ω , so folgt für die im Detektorelement entstehende Temperaturdifferenz aus Gln. (3.4) [1]:

$$\Delta T = \frac{\alpha \cdot \Phi}{G_{th} \cdot \sqrt{1 + \omega^2 \cdot \tau_D^2}} \quad (3.5)$$

mit der Zeitkonstanten

$$\tau_D = \frac{C_{th}}{G_{th}} \quad (3.6)$$

des thermischen IR Detektors. Da bei allen Detektorprinzipien der thermischen IR Detektoren ein zur absorbierten Strahlungsleistung proportionales Ausgangssignal erzeugt wird, ist entsprechend Gln. (3.5) ein möglichst kleiner thermischer Leitwert G_{th} des Detektorelementes zur Maximierung seiner Empfindlichkeit und spezifischen Detektivität wünschenswert (s. Kap. 3.4). Da entsprechend Gln. (3.6) jedoch mit kleineren thermischen Leitwerten die Reaktionszeit des Detektors steigt, sind bei thermischen IR Detektoren stets Kompromisse zwischen diesen Gütezahlen nötig.

Tabelle 3.2: Kennwerte thermischer Strahlungsempfänger im Überblick nach [28].

| Typ | Detektor- material | spez. Detektivität $D^*(\lambda_{max})$ [cm $\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$] | Zeitkonst. τ [ms] | Betriebstemp. T [°C] |
|----------------------|--------------------------|---|------------------------------|----------------------------|
| Pyroelektr. Detektor | <i>LiTaO₃</i> | 1×10^9 | 500 | -25...+80 |
| Pyroelektr. Detektor | DLATGS | $1,5 \times 10^9$ | 150 | -20...+55 |
| Thermoelement | Bi/Sb | 7×10^8 | 35 | -20...+70 |
| Thermoelement | Poly-Si/Al | 2×10^8 | 25 | -20...+100 |
| Bolometer | Bi | $1,5 \times 10^9$ | 10 | |

Ähnlich wie Photonendetektoren haben auch thermische IR Detektoren eine natürliche Grenze der maximal erreichbaren spezifischen Detektivität D^* . Sie hängt im Wesentlichen vom thermischen Leitwert G_{th} des Detektorelementes ab. Im theoretischen Idealfall befindet sich das Detektorelement im Vakuum und ist über unendlich dünne Stützstrukturen mit der Wärmesenke verbunden. Damit reduziert sich der Wärmetransport durch Wärmeleitung und Konvektion auf null und es bleibt einzig die Wärmeabstrahlung als minimaler thermischer Leitwert $G_{th, \text{strahl}}$ übrig. Befindet sich darüber hinaus das Detektorelement mit der Wärmesenke im thermischen Gleichgewicht, so wirkt das Rauschen durch den Strahlungseinfluss (Strahlungsrauschen)[26, 27]

$$\Delta P_{th} = \sqrt{4kT^2 G_{th}} \quad (3.7)$$

auf das Detektorsignal. Mit Gln. (2.13) und $\Delta P_{th} = \epsilon NEP$ in Gln. (3.17) folgt letztlich für die physikalische Detektivitätsgrenze

$$D_{max}^* = \frac{1}{\sqrt{16 \cdot k \cdot \sigma \cdot T^5}}. \quad (3.8)$$

Die maximale spezifische Detektivität hängt damit einzig von der Temperatur des Detektorelementes und seiner Umgebung ab. Bei Raumtemperatur beträgt sie $1,813 \times 10^{10} \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$. Prinzipiell könnte man D_{max}^* durch Kühlen des Detektorelementes noch um eine Größenordnung erhöhen. Allerdings würde man damit den wesentlichen Vorteil von thermischen IR Detektoren, nämlich den ungekühlten Betrieb auch im fernen IR Bereich, verlieren. Kommerziell verfügbare thermische IR Detektoren erreichen jedoch kaum eine spezifische Detektivität von $10^9 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ (Tab. 3.2). Das liegt daran, dass im realen Fall der maximale thermische Leitwert des Detektorelementes hauptsächlich durch die Wärmeableitung über die Stützstruktur und durch die Konvektion bestimmt und die spezifische Detektivität auch vom elektrischen Rauschen des Detektorinnenwiderstandes beeinflusst wird.

Die spezifische Detektivität sowie alle anderen Gütezahlen der thermischen IR Detektoren beziehen sich in erster Linie auf die Fähigkeit des Detektors, Temperaturen bzw. Temperaturänderungen zu detektieren. Sie sind daher prinzipiell wellenlängenunabhängig

(Abb. 3.2). Die realen spektralen Abhängigkeiten rühren von den in der Regel wellenlängenabhängigen optischen Eigenschaften des IR Absorbers her.

Auch wenn thermische IR Detektoren augenscheinlich unempfindlicher und langsamer als Photonendetektoren sind, so haben sie doch gewisse Vorteile, durch die sie insbesondere im kommerziellen Bereich den Photonendetektoren überlegen sind. Sie [28]

- weisen eine gleichmäßige Detektivität über einen großen Wellenlängenbereich auf,
- haben kein 1/f-Rauschen (außer Bolometer),
- sind stark miniaturisierbar, kompatibel mit MEMS-Technologien,
- können in einem Betriebstemperaturbereich ohne Kühlung betrieben werden,
- leiden nicht am Mikrofonieeffekt² (außer pyroelektrische IR Detektoren).

Sie sind damit sehr gut als Empfänger für Strahlungsthermometer geeignet, die mit Zeitkonstanten im Millisekundenbereich auskommen.

3.3 Typen thermischer IR Detektoren

Das Funktionsprinzip von thermischen IR Detektoren basiert auf der Messung einer Temperaturänderung, welche durch die Absorption der einfallenden IR Strahlung hervorgerufen wird. Die Temperaturmessung kann dabei mit Hilfe unterschiedlicher physikalischer Effekte erfolgen. Im folgenden Abschnitt sollen die wichtigsten Vertreter thermischer IR Detektoren erläutert werden. Dazu zählen das Mikrothermoelement, das Mikrobolometer und der pyroelektrische IR Detektor. Ergänzend wird auch die sogenannte GOLAY-Zelle beschrieben. Sie findet zwar aufgrund ihrer Komplexität nur Anwendung im Laborbereich, zählt aber zu den empfindlichsten thermischen IR Detektoren.

3.3.1 Mikrothermoelemente

Mikrothermoelemente nutzen zur Detektion der Temperaturerhöhung im Detektorelement den in Kap. 2.5.1 beschriebenen SEEBECK-Effekt. Sie sind derart aufgebaut, dass mehrere elektrisch in Reihe verbundene Thermopaare mit den heißen Kontaktstellen auf einer thermisch gut isolierten Stützstruktur und die kalten Kontaktstellen auf einem massivem Chiprahmen, der als Wärmesenke dient, platziert sind. Als Wärmequelle wird über die heißen Kontaktstellen eine IR Absorptionsschicht gelegt. Das Prinzip einer derartigen Anordnung in Chipform ist in Abb. 3.6 skizziert. Durch die elektrische Reihenschaltung von N Thermopaaren (TP) generiert das Mikrothermoelement (TE) eine Gesamtthermo-spannung von (mit Gln. (2.15))

$$U_{th}^{TE} = N \cdot U_{th}^{TP} = N \cdot (\alpha_S^A - \alpha_S^B) \cdot \Delta T. \quad (3.9)$$

²Der Mikrofonieeffekt beschreibt die Eigenheit bestimmter Bauteile, auf mechanische Schwingungen mit Änderung der elektrischen Parameter zu reagieren.

Tabelle 3.3: Seebeck-Koeffizient α_S , spezifischer Widerstand ρ_{el} und Wärmeleitwert λ_{th} einiger ausgewählter Materialien nach [29].

| Material | α_S [$\mu\text{V/K}$] | ρ_{el} [$\text{m}\Omega\text{ cm}$] | λ_{th} [$\text{W}/(\text{m K})$] |
|----------|-----------------------------------|---|---|
| p-Si | 100...1000 | 10...500 | 150 |
| p-PolySi | 100...500 | 10...1000 | 20...30 |
| Sb | 32 | 18,5 | 0,39 |
| Au | 0,1 | 0,023 | 314 |
| Cu | 0 | 0,0172 | 398 |
| Ag | -0,2 | 0,016 | 418 |
| Al | -3,2 | 0,028 | 238 |
| Pt | -5,9 | 0,0981 | 71 |
| Ni | -20,4 | 0,0614 | 60,5 |
| Bi | -72,8 | 1,1 | 8,1 |
| n-Si | -100...-1000 | 10...500 | 150 |
| n-PolySi | -100...-500 | 10...1000 | 20...30 |

Bedingt durch die Eigenschaft des SEEBECK-Effektes, dass die Thermospannung aus einer absoluten Temperaturdifferenz zwischen den Kontaktstellen der Thermopaare und nicht aus einer temporären Temperaturänderung resultiert, sind Mikrothermoelemente die einzigen thermischen IR Detektoren im Massenmarkt, die in der Lage sind, ein kontinuierliches Strahlungssignal ungechoppt zu messen.

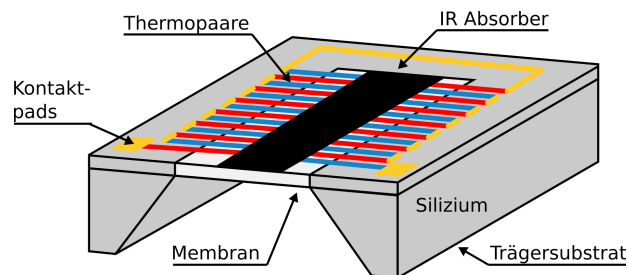


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau eines Mikrothermoelementes in Chipform.

Zur Großserienherstellung von Mikrothermoelementen kommen weitgehend die Prozesse der modernen MEMS- und CMOS-Technologie zum Einsatz. Die Thermoschenkel werden dabei meist aus polykristallinem Silizium (PolySi) und Aluminium aufgebaut. Durch Dotierung können positive und negative SEEBECK-Koeffizienten erreicht werden. In Kleinserien und Laborstatus kommen auch andere Metall- und Halbleitermaterialien zum Einsatz (Tab. 3.3).

Die spezifische Detektivität D^* eines Mikrothermoelementes hängt zum einen von den Eigenschaften der Thermoschenkelmaterialien und zum anderen von dem thermischen

Gesamtleitwert des Detektorelementes ab. Völklein *et al.* [30] berichtet von sehr hohen spezifischen Detektivitäten von bis zu $7,7 \times 10^8 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$, die mit Mikrothermoelementen aus Se- und Te-dotierten Bi/Sb-Thermopaaren erreicht wurden. Mit kostengünstigen Mikrothermoelementen aus n-PolySi/p-PolySi-Thermopaaren können spezifische Detektivitäten von bis zu $3 \times 10^8 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ erreicht werden [31].

3.3.2 Mikrobolometer

Beim Mikrobolometer wird die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes als Detektorprinzip zur Messung der strahlungsbedingten Temperaturänderung im Detektorelement verwendet. In der Regel hängt der elektrische Widerstand R_{el} eines Leitermaterial von dessen Temperatur T ab. Ändert sich die Temperatur, so ändert sich der Widerstand gemäß

$$R_{el} = R_{el,0}(1 + \beta(T - T_0)) \quad (3.10)$$

mit β dem materialspezifischen Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes (engl.: temperature coefficient of resistance, TCR). Dieser Effekt wird schließlich mit Hilfe einer konstanten Bias-Stromquelle I_B , gemäß dem OHMSchen Gesetz, in eine elektrische Spannung als Detektorsignal umgesetzt:

$$\Delta U = I_B \beta R_{el} \Delta T. \quad (3.11)$$

Moderne Mikrobolometer werden häufig in Form einer freitragenden Membran, die über dünne Stützstrukturen am Trägersubstrat befestigt ist, aufgebaut. Der elektrische Leiter als Detektorelement wird dabei entweder mäanderförmig auf der Membran geführt oder die Membran selbst wird schon aus einem elektrisch leitfähigem Material aufgebaut. Der schematische Aufbau einer solchen Anordnung ist in Abb. 3.7 dargestellt. Als Detektormaterialien kommen Metalle wie Aluminium, Gold oder Nickel oder Halbleiter wie Vanadiumoxid oder amorphes Polysilizium zum Einsatz (Tab. 3.4). Entscheidend ist dabei, dass das Material einen möglichst hohen β aufweist. Die typischen spezifischen Detektivitäten D^* von Mikrobolometern liegen im Bereich von $10^9 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ [32].

Mikrobolometer haben den Vorteil, dass die Empfindlichkeit, ohne Anpassung ihrer Geometrie, alleine durch die Größe des Bias-Stroms I_B erhöht werden kann. Ein höherer Bias-Strom hat jedoch auch eine höhere JOULEsche Erwärmung des Detektorelementes zur Folge, was letztlich zur Verfälschung des eigentlichen Detektorsignals führt. Daher müssen Mikrobolometer bei höheren Bias-Strömen elektrisch gechoppt betrieben werden. Ihre Reaktion auf die Widerstandsänderung hat auch zur Folge, dass Mikrobolometer, im Gegensatz zu Mikrothermoelementen oder pyroelektrischen IR Detektoren, eine höhere Empfindlichkeit auf elektrische Rauschquellen wie das JOHNSON- oder 1/f-Rauschen haben.

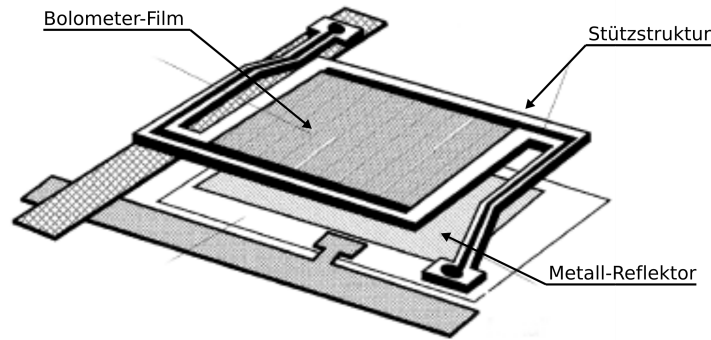


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau eines modernen Mikrobolometers nach [32].

 Tabelle 3.4: Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes β_{TCR} ausgewählter Mikrobolometermaterialien bei Raumtemperatur nach [6].

| Metalle | β_{TCR} %/K | Halbleiter | β_{TCR} %/K |
|---------------------|----------------------|-----------------|----------------------|
| Ag | 0,38 | VO _x | -2,7 |
| Al | 0,39 | Ni-Co-Mn-Oxid | -4,0 |
| Au | 0,34 | YBaCuO | -3,5 |
| Cu | 0,39 | GaAs | -9,0 |
| Ni | 0,60 | a-Si (amorph) | -3,0 |
| Ni-Fe (Dünnschicht) | 0,23 | a-Ge (amorph) | -2,1 |
| Pt (Dünnschicht) | 0,18 | Poly-Si:Ge | -1,4 |

3.3.3 Pyroelektrischer IR Detektor

Pyroelektrische IR Detektoren nutzen den pyroelektrischen Effekt aus, bei dem sich durch Temperaturänderung die spontane Polarisation in einem pyroelektrischen Kristall ändert. Als Folge davon kommt es zu einer Ladungsbildung an den äußeren Kristallflächen, die über Elektroden abgegriffen und in einem nachgeschalteten Schaltkreis in ein elektrisches Detektorsignal umgesetzt werden kann. Für die Oberflächenladung gilt

$$Q = p_{py} \cdot A_D \cdot \Delta T, \quad (3.12)$$

wobei p_{py} die pyroelektrische Konstante des Kristalls und A_D die Überlappfläche zwischen den Elektroden und Kristalloberflächen ist. Das Grundschemata des pyroelektrischen IR Detektors und ein elektrisches Schaltbild sind in Abb. 3.8 dargestellt.

Als Detektormaterialien können nur Ionenkristalle benutzt werden, deren ortsfeste Dipole in einer Vorzugsrichtung, der sogenannten polaren Achse, ausgerichtet sind und dadurch eine permanente Polarisation aufweisen. Das können z. B. Einkristalle, keramische Materialien oder Polymere und Copolymere bzw. Compositwerkstoffe sein. Die gängigsten Materialien sind in Tab. 3.5 zusammengefasst. Besonders hohe spezifische Detektivitäten

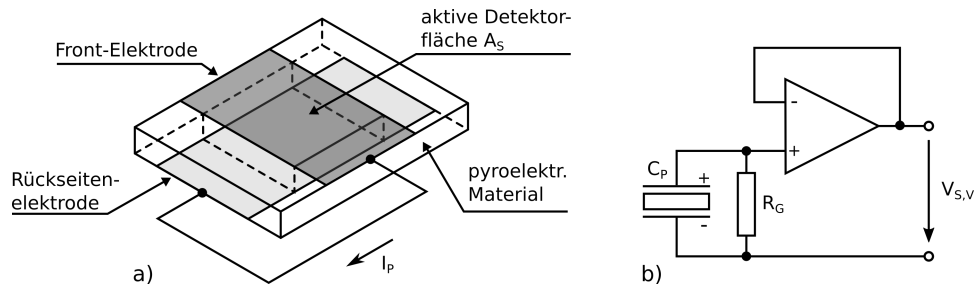


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau und Schaltbild eines pyroelektrischen IR Detektors nach [6].

von bis zu $5 \times 10^9 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ lassen sich in pyroelektrischen IR Detektoren mit Materialien der Triglycinsulfat (TSG)-Gruppe erzielen. Mit Lithiumtantalat (LiTaO_3) als Detektormaterial können spezifische Detektivitäten bis zu $1 \times 10^8 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ erreicht werden [33, 34].

Pyroelektrische IR Detektoren erzielen die höchsten spezifischen Detektivitäten der kommerziellen thermischen IR Detektoren. Sie haben jedoch den Nachteil, dass die im Detektorelement entstehenden Oberflächenladungen über die Zeit zum einen über den Innenwiderstand der nachgeschalteten Elektronik abfließen und zum anderen von freien Ladungsträgern aus der Umgebung kompensiert werden. Pyroelektrische IR Detektoren können daher nur auf zeitliche Temperaturänderungen oberhalb einer gewissen Mindestfrequenz reagieren und benötigen zur Detektion eines konstanten Strahlungssignals einen mechanischen Chopper.

Tabelle 3.5: Kennwerte ausgewählter pyroelektrischer Materialien [6].

| Typ | Material | Pyroelektr. Koeff. π_{py} [$\mu\text{C}/(\text{m}^2 \text{K})$] | rel. Permittivität ϵ_r | Verlustfaktor $\tan\delta$ | sp. Wärmekapazität c_p [$\text{J}/(\text{m}^3 \text{K})$] | CURIE Temp. T_C [K] |
|-------------|--------------------|---|---------------------------------|----------------------------|---|-----------------------|
| Einkristall | TGS | 280 | 27 | 1×10^{-2} | $2,2 \times 10^{-6}$ | 49 |
| | LiTaO ₃ | 170 | 47 | 1×10^{-3} | $3,2 \times 10^{-6}$ | 603 |
| | LiNbO ₃ | 80 | 30 | 5×10^{-4} | $2,9 \times 10^{-6}$ | 1480 |
| Keramik | PZT | 400 | 290 | 3×10^{-3} | $2,5 \times 10^{-6}$ | 230 |
| | BST | 7000 | 8800 | 4×10^{-3} | $2,55 \times 10^{-6}$ | 25 |
| | PST | 3500 | 2000 | 5×10^{-3} | $2,7 \times 10^{-6}$ | 25 |
| Polymer | PVDF | 27 | 12 | 1×10^{-2} | $2,4 \times 10^{-6}$ | 80 |

3.3.4 Golay-Zelle

Ergänzend soll noch die sogenannte Golay-Zelle erwähnt werden. Sie wurde im Jahre 1947 von Marcel Golay entwickelt und zählt mit spezifischen Detektivitäten von über $10^9 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ und Empfindlichkeiten von 10^5 - $10^6 \text{ V}/\text{W}$ zu den leistungsfähigsten ther-

mischen IR Detektoren [1]. Aufgrund ihrer komplexen und vibrationsempfindlichen Bauweise kommen Golay-Zellen jedoch fast ausschließlich in Laborumgebung, z. B. als Detektor für Terahertz-Strahlung, zum Einsatz [6].

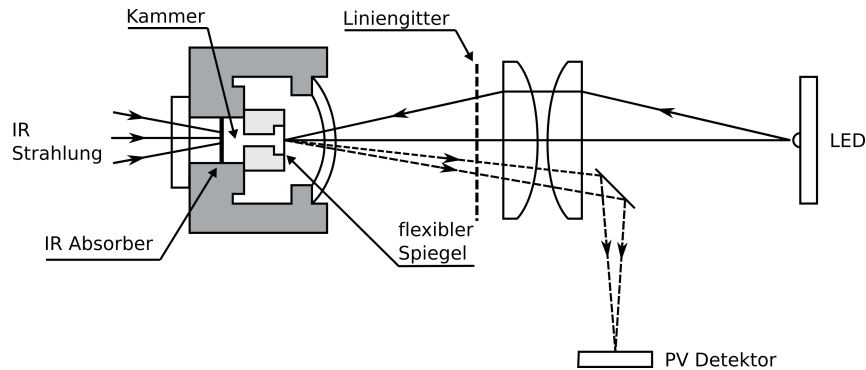


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau und Funktionsweise einer Golay-Zelle nach [1].

Der schematische Aufbau einer Golay-Zelle ist in Abb. 3.9 dargestellt. Ihr Detektorelement besteht aus einer gasgefüllten Kammer mit einer flexiblen Seitenwand und einem IR Absorber im Inneren. Auf der flexiblen Membran ist ein Spiegel angebracht, welcher einen einfallenden Lichtstrahl auf eine Photozelle lenkt. Fällt nun IR Strahlung auf die Kammer, so expandiert das Gasvolumen und lenkt damit den Lichtstrahl über eine Bewegung des Spiegels ab. Die Bewegung wird so von der Photozelle detektiert und in ein elektrisches Detektorsignal umgesetzt.

3.4 Gütezahlen thermischer IR Detektoren

Thermische IR Detektoren können durch eine kleine Anzahl von primären Eigenschaften charakterisiert werden. Dazu zählen die Größe des Detektorelementes, die Empfindlichkeit, der Ausgangswiderstand, das Signalrauschen und die Reaktionszeit. Zusätzlich können aus diesen Primäreigenschaften noch weitere Eigenschaften wie das Signal-Rausch-Verhältnis, die Rauschäquivalente Strahlungsleistung oder die spezifische Detektivität abgeleitet werden [35–37]. Abhängig von der Anwendung sind eine oder mehrere dieser Eigenschaften als Gütezahlen geeignet. Im folgenden Abschnitt sollen die Wichtigsten erläutert werden.

Empfindlichkeit

Die wohl grundlegendste Gütezahl thermischer IR Detektoren ist die Empfindlichkeit S (engl.: sensitivity). Sie beschreibt das von dem Detektorelement erzeugte Ausgangssignal U im Verhältnis zur einfallenden Strahlungsleistung:

$$S = \frac{U}{P}. \quad (3.13)$$

Im Fall von Mikrothermoelementen ist das Ausgangssignal eine elektrische Spannung und die Empfindlichkeit hat die Einheit V/W. Technisch gesehen ist die Empfindlichkeit eine sehr nützliche Gütezahl. So kann mit ihr bereits im Vorfeld einer Messung das zu erwartende Detektorsignal bei bekannter Strahlungsleistung bestimmt werden. Umgekehrt können über die Empfindlichkeit auch Rückschlüsse auf die Temperatur und Emissivität eines Messobjektes gezogen werden. Die Empfindlichkeit berücksichtigt jedoch keine Rauschsignale, sodass sie sich nicht zur Charakterisierung von Leistungsgrenzen eignet.

Rauschen

Die Nachweisbarkeit kleinster Eingangssignale wird stark durch Störsignale unterschiedlichster Rauschquellen begrenzt. Sie überlagern das eigentliche Ausgangssignal und verfälschen es. Je nach Detektorart kommen verschiedene Rauschquellen zum Tragen. Bei Mikrothermoelementen ist die ausgeprägteste Rauschquelle das thermisch induzierte JOHN-SON³-Rauschen, auch Widerstandsrauschen genannt. Es resultiert aus dem stochastischen Ladungsträgertransport innerhalb eines jeden elektrischen Leiters und führt zu einer elektrischen Störspannung

$$U_{Rausch} = \sqrt{4k_b T R_{el} \Delta f} \quad (3.14)$$

mit Δf der Messbandbreite und T der Temperatur des Leiters. Das thermische Widerstandsrauschen ist frequenzunabhängig (Weißes Rauschen). Es stellt daher ein physikalisches Limit für das minimale Rauschen dar, welches durch die Optimierung der technologischen Prozesse nicht beeinflusst werden kann. Eine Übersicht mit weiteren Rauschquellen ist in [25] zu finden.

Signal-Rausch-Verhältnis

Das Signal-Rausch-Verhältnis (engl.: signal-to-noise ratio, SNR) ist ein Maß für die technische Qualität des gemessenen Detektorsignals. Es ist definiert als das Verhältnis von Detektor- zu Rauschsignal:

$$\text{SNR} = \frac{U_{Signal}}{U_{Rausch}}. \quad (3.15)$$

Je höher das SNR ist, desto geringer ist das gemessene Detektorsignal verfälscht. Aus dieser Definition wird auch direkt ersichtlich, dass das SNR einen direkten Einfluss auf die Detektierbarkeit kleinster Strahlungssignale hat.

³John Bertrand Johnson: 1887 - 1970, ein in Schweden geborener US-amerikanischer Physiker.

Äquivalente Rauschleistung

Die äquivalente Rauschleistung NEP (eng.: noise equivalent power) ist eine Gütezahl zur Charakterisierung der Nachweisbarkeit kleinster Signale eines Detektors. Sie gibt die notwendige Strahlungsleistung für ein Ausgangssignal an, welche gerade der quadratischen Summe aller Rauschquellen im Detektor entspricht. Anders ausgedrückt, entspricht die NEP dem Betrag der Strahlungsleistung, der im Detektor ein Signal-Rausch-Verhältnis (engl.: signal-to-noise ratio, SNR) von 1 hervorruft:

$$\text{NEP} = \frac{U_{\text{Rausch}}}{S} = \frac{P}{\text{SNR}}. \quad (3.16)$$

Spezifische Detektivität

Die spezifische Detektivität D^* ist die umfassendste Gütezahl thermischer IR Detektoren. Sie setzt die NEP eines Detektors in Bezug zur Empfängerfläche A_D und eignet sich damit zum Vergleich von thermischen IR Detektoren unterschiedlicher Typen und Größen. Sie ist definiert als

$$D^* = \frac{\sqrt{A_D \Delta f}}{\text{NEP}} = \sqrt{A_D \Delta f} \cdot \frac{S}{U_{\text{Rausch}}} \quad (3.17)$$

und hat die Einheit $\text{cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$. Im Kern entspricht D^* somit einem SNR bei 1 W einfallender Strahlungsleistung normiert auf die Absorberfläche und Messbandbreite.

An dieser Stelle soll darauf hingewiesen werden, dass die spezifische Detektivität ursprünglich von R. C. Jones zur Charakterisierung von Photonendetektoren eingeführt wurde, in denen stets die Rauschleistung direkt proportional zur Detektorfläche und das Rauschsignal proportional zur Quadratwurzel der Detektorfläche ist. Auch wenn sich D^* mittlerweile als Gütezahl für thermische IR Detektoren etabliert hat [1, 38], so sollte ihre Deutung doch mit gewisser Vorsicht betrachtet werden. Denn im Vergleich zu Photonendetektoren unterliegt das Rauschen in thermischen IR Detektoren nicht denselben Detektorflächenbeziehungen. So tendiert bei thermischen IR Detektoren D^* dazu, die Performance von Detektoren mit größerer Absorberfläche zu über- und die der mit kleineren Absorberflächen zu unterschätzen [39].

Reaktionszeit

Die Reaktionszeit τ_D eines Detektors charakterisiert, wie schnell sein Ausgangssignal auf eine abrupte Änderung der einfallenden Strahlungsleistung reagiert. Fällt IR Strahlung auf einen thermischen IR Detektor, so baut sich die Temperaturdifferenz im Detektorelement verzögert auf. Der zeitliche Verlauf der Temperaturdifferenz entspricht dabei dem eines exponentiellen Einschwingvorgangs:

$$U_{\text{Signal}}(t) = U_{\text{Signal}}(0) \cdot [1 - e^{-t/\tau_D}]. \quad (3.18)$$

Die Reaktionszeit τ_D entspricht damit der Zeit, in der das Detektorsignal bei steigender Temperaturdifferenz in etwa 63,2 % seines Maximalwertes erreicht bzw. bei sinkender Temperaturdifferenz auf etwa 36,8 % abfällt. Wie bereits in Kap. 3.2 erläutert, definiert sich die Reaktionszeit von thermischen IR Detektoren aus dem Produkt der thermischen Kapazität und des thermischen Widerstandes des Detektorelementes (Gln. 3.19):

$$\tau = C_{th} R_{th}.$$

Übersprechen

Das thermische Übersprechen ist ein Maß dafür, wie gut einzelne Detektorelemente innerhalb eines IR Detektorarrays voneinander thermisch isoliert sind. Bestehen thermische Brücken zwischen benachbarten Detektorelementen, so kann im Detektorelement A absorbierte Strahlung auf das benachbarte Detektorelement B übersprechen und ein Störsignal erzeugen. Das Verhältnis aus beiden Signalen wird als thermisches Übersprechen ct_{AB} (engl.: thermal crosstalk) bezeichnet. Es gilt

$$ct_{AB} = \frac{U_B}{U_A}. \quad (3.19)$$

3.5 Anwendungen und State-of-the-Art

Zu Beginn der Entwicklung moderner IR Detektorsysteme in den 1930er Jahren lag der Fokus auf dem Gebiet der Photonendetektoren [1]. Sie wiesen bereits schon zu dieser Zeit eine sehr gute Leistungsfähigkeit auf und konnten auch in Form eines 2D Arrays (engl.: focal plane array, FPA) aufgebaut werden. Thermische IR Detektoren wurden lange Zeit als nicht empfindlich genug zur Detektion von Objekten bei Raumtemperatur angesehen. Der große Nachteil der Photonendetektoren war und ist auch heute noch, dass sie insbesondere im spektralen Empfindlichkeitsbereich von 8-14 μm kryogene Kühlsysteme benötigen, was dazu führt, dass die Detektorsysteme teuer und unhandlich sind. Sie werden daher überwiegend im militärischen Bereich eingesetzt, wo sie zum Beispiel als Hochleistungsnachtsichtgeräte zum Einsatz kommen. Auf der Suche nach kostengünstigeren Infrarot FPAs rückten im Laufe der Zeit schließlich doch die thermischen IR Detektoren in den Fokus der vom Militär geförderten Entwicklung. Der Durchbruch gelang schließlich Mitte der 1990er Jahre mit dem Produktionsstart von IR Kameras mit ungekühlten IRFPA aus Mikrobolometern und pyroelektrischen IR Detektoren, die in der Lage waren, Wärmebilder von Szenen bei Raumtemperatur abzubilden [23]. Sie waren zudem auch kompakter und damit mobiler als Photonendetektor IRFPA und auch um ein Vielfaches günstiger. Daraus eröffneten sich neben dem militärischen Bereich, wo sie zum Beispiel als Detektoren in Wärmesuchraketen verbaut wurden, auch gänzlich neue Anwendungsfelder in zivilen Bereichen wie z.B. in der industriellen Prozessüberwachung, der Brandbekämpfung sowie in der Überwachungs- oder Rettungstechnik. In etwa zur gleichen Zeit intensivierten sich auch die Forschungen zum Aufbau von Mikrothermoelementen unter Verwendung der Silizium-Planartechnologie. 1982 berichtete Lahiji *et al.* [40] von einem

Mikrothermoelement, hergestellt aus Bismut/Antimon-Thermopaaren auf einer 2 mm x 2 mm großen Siliziummembran. 1987 berichtete Sarro *et al.* [41] von einem Mikrothermoelement aus p-Polysilizium/Aluminium-Thermopaaren auf einem Cantilever. Mit dem Einsatz von Polysilizium als Thermoschenkelmaterial bewegte sich die Entwicklung stärker in Richtung Massenfertigung. 1991 berichteten Kühl *et al.* [42] und Baltes *et al.* [43] von Mikrothermoelementen, die aus Polysilizium/Aluminium Thermopaaren in CMOS Technologie hergestellt wurden. Aufbauend darauf präsentierte Baltes *et al.* [43] 1993 ein Mikrothermoelement aus n^+ -PolySi/ p^+ -PolySi-Thermopaaren. In der Folge gab es eine rasche Weiterentwicklung von Mikrothermoelementen in CMOS-Technologie, sodass mittlerweile eine Vielzahl von unterschiedlichen Detektoren kommerziell verfügbar sind.

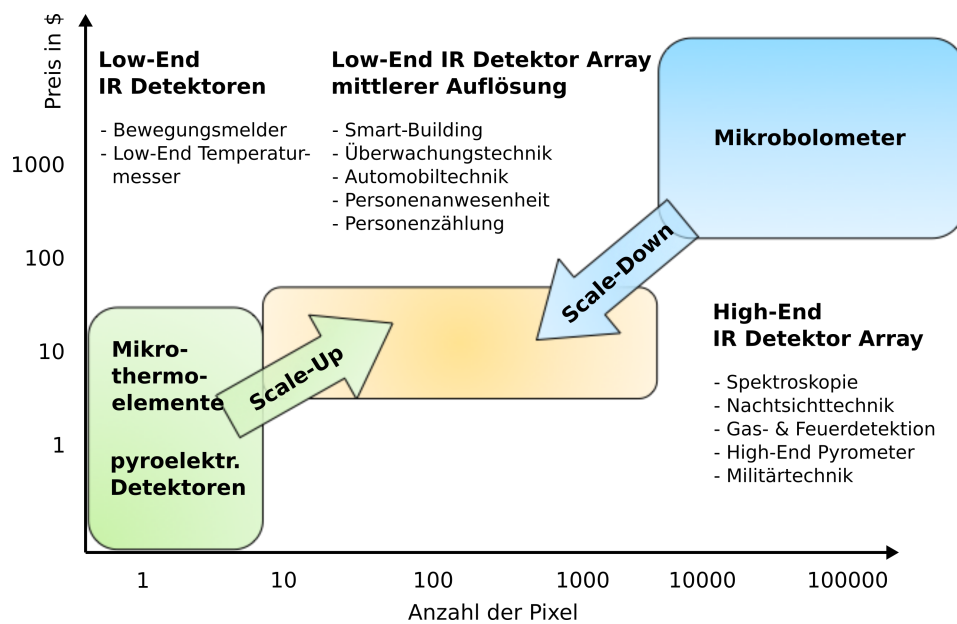


Abbildung 3.10: Marktübersicht thermischer IR Detektoren. Zwischen den beiden etablierten Segmenten der Low-End- (Eielement-) und der High-End-Detektoren (hochauflösende Arrays) entsteht ein neuer Markt im mittleren Bereich. Abbildung basiert auf [44].

Betrachtet man die Marktsituation kommerzieller thermischer IR Detektoren, so gab es eine lange Zeit entweder nur das Low-End-Segment der günstigen einelementigen Detektoren oder das High-End-Segment der hochpreisigen hochauflösenden IRFPA (Abb. 3.10). Mit der steten Entwicklung in Bereichen wie der Gebäude- oder Automobiltechnik, in denen die Detektorsysteme immer komplexer und in der Funktion umfangreicher werden, steigt jedoch der Bedarf nach kleinformatigen IRFPA, die zudem kostengünstig, energieeffizient und kompakt in der Bauform sind. Sie werden in Anwendungen wie der Anwesenheitserkennung oder der Personenzählung im Smart Building Bereich oder zum Aufbau mobiler Wärmebildkameras verwendet, die in Fahrzeugen als Nachtfahrassistentensysteme zum Einsatz kommen [25] - nur um einige Beispiele herauszugreifen. Um der

Nachfrage entsprechender Lösungen nachzukommen, werden im Rennen um die Marktanteile im mittleren Segment, dem Analysten von Yole Développement SA überproportionale Wachstumsraten für die nächsten Jahre vorhersagen [45], zwei Ansätze verfolgt: der Scale-Up bzw. der Scale-Down Ansatz. Der Scale-Up Ansatz geht von der Optimierung thermischer IR Detektoren aus dem kostengünstigen Low-End-Segment aus. Es wird versucht, die Leistungsfähigkeit dieser Detektoren zu steigern und die Technologie in Richtung IRFPA zu treiben. Der Scale-Down Ansatz geht von der Kostenreduzierung der leistungsstarken IRFPA im High-End-Segment aus. Hier wird hauptsächlich versucht, die Kosten der Mikrobolometer drastisch zu reduzieren. Die Leistungsfähigkeit ist bereits vorhanden.

In der Halbleiterindustrie korrelieren die Bauteilkosten direkt mit dem Flächenbedarf pro Chip und damit mit der Anzahl von Chips pro Wafer. Je kleiner ein Bauteil ist, desto mehr passen davon auf einen Wafer und desto geringer werden seine Kosten. Eben dieser Weg wird im Scale-Down-Ansatz verfolgt. Im Laufe der letzten 20 Jahre wurde die Pixelgröße im Mikrobolometer-Array von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ auf $12 \times 12 \mu\text{m}^2$ verkleinert, was einer Flächenreduktion von etwa 95 % pro Pixel entspricht. Damit konnten auf der einen Seite nicht nur ungekühlte IRFPA mit Megapixel-Auflösung [46, 47], sondern auf der anderen Seite auch kompaktere und damit kostengünstigere kleinformatige IRFPA hergestellt werden. Einer der ersten Hersteller, welcher den Scale-Down-Ansatz erfolgreich auf den Markt bringen konnte, ist FLIR Systems mit seiner portablen Wärmebildkamera i3. Sie verfügt über ein 60×60 Pixel IRFPA und liegt im Preisbereich von \$1000. Weitere große Hersteller auf diesem Gebiet sind ULIS, L3 Technologies, Leonardo DRS und BAE SYSTEMS. Als Detektormaterial der Mikrobolometer wird vorwiegend Vanadiumoxid (VO_x) und amorphes Silizium ($\alpha\text{-Si}$) benutzt.

Das Low-End-Segment der thermischen IR Detektoren wird von pyroelektrischen IR Detektoren dominiert. Sie sind kostengünstig, haben eine hohe Empfindlichkeit und können bei Raumtemperatur betrieben werden. Ihr Haupteinsatzbereich sind Bewegungsmelder. Für den Scale-Up Ansatz eignen sich pyroelektrische IR Detektoren jedoch nur bedingt. Durch die fehlende Eigenschaft, kontinuierliche Strahlungssignale zu detektieren, würde ein IRFPA ebenfalls einen zusätzlichen Chopper benötigen, was das gesamte Detektorsystem wiederum umfangreicher und teurer macht. An dieser Stelle kommen die Stärken thermoelektrischer IR Detektoren zum Tragen. Mikrothermoelemente sind ohne weiteres in der Lage, auch ungekühlt kontinuierliche Strahlungssignale über lange Zeiträume hinweg zu detektieren. Darüber hinaus sind sie mit integrierten Schaltungen kompatibel und bieten eine ausreichend gute Leistungsfähigkeit, auch wenn diese kleiner als die der pyroelektrischen IR Detektoren ist. Mit spezifischen Detektivitäten von in etwa $10^8 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ können auch Temperaturdifferenzen im Bereich von 0,1 K aufgelöst werden [48]. Mikrothermoelemente eignen sich daher sehr gut für den Aufbau von kleinformatigen IRFPAs, die bereits von einigen Herstellern auf den Markt gebracht wurden. 2012 startete Panasonic sein Geschäft im mittleren Segment mit dem Detektorsystem GridEYE [49]. Es besteht aus einem 8×8 Pixel Mikrothermoelement-Array, welches zusammen mit einem ASIC und einer Temperaturkompensation in einem Reflow-

kompatiblen SMD-Gehäuse verpackt ist. Omron bietet mit seiner D6T-Reihe IRFPA mit einer Auflösung bis 4×4 Pixel an [50]. Die größten IRFPAs bietet die Fa. Heimann Sensors, ein in Deutschland ansässiger Hersteller. Die Auflösung der IRFPA reicht von 8×8 bis 80×64 Pixel [51].

Verglichen mit Mikrobolometer-Arrays haben Mikrothermoelement-Arrays, neben der geringeren Leistungsfähigkeit, einen weiteren wesentlichen Nachteil: ihre Empfindlichkeit korreliert mit dem thermischen Widerstand und damit auch direkt mit der Länge der Thermoschenkel: höhere Empfindlichkeiten erfordern längere Thermoschenkel. Bei Mikrobolometern kann die Empfindlichkeit über die Stärke des Bias-Stroms geregelt werden. Ihre Pixel und damit auch das gesamte Array können dadurch sehr kompakt aufgebaut werden. Längere Thermoschenkel führen jedoch zu größeren Mikrothermoelementen und letztlich zu größeren IRFPA bei gleicher Pixelanzahl. Um diesem Nachteil entgegen zu wirken, wird in dieser Arbeit ein neuartiges 3D Thermopaar vorgestellt, dessen Geometrie es erlaubt, den thermischen Widerstand des Detektorsystems, ohne Einfluss auf die lateralen Abmessungen, zu erhöhen.

4 Der 3D Mikrothermoelement-Array-Detektor

Im folgenden Kapitel werden zunächst die generellen Designkriterien von Mikrothermoelementen sowie die typischen Bauformen in planarer Bauweise erläutert, um dann den Aufbau sowie die Eigenschaften der vorgeschlagenen dreidimensionalen Thermopaare (3D TP) zu beschreiben. Abschließend werden die Eigenschaften von 3D Thermoelementen aus 3D TP besprochen und das Design der Demonstratoren erläutert.

4.1 Designkriterien von Mikrothermoelementen

Wie bereits in Kap. 3.3.1 erläutert, bestehen Mikrothermoelemente im Wesentlichen aus N elektrisch in Reihe geschalteten Thermopaaren, deren heiße Kontaktstellen auf einer thermisch gut isolierten Stützstruktur und die kalten Kontaktstellen auf dem massiven Rahmen eines Trägerchips liegen. Ihre Empfindlichkeit bei einem sinusförmigen Strahlenfluss ergibt sich damit aus Gln. (3.5) und Gln. (3.9) in Gln. (3.13) zu

$$S = \frac{\alpha \cdot N \cdot (\alpha_S^A - \alpha_S^B)}{G_{th} \cdot \sqrt{1 + \omega^2 \cdot \tau_D^2}} \quad (4.1)$$

und mit dem thermischen Widerstandsrauschen als dominierende Rauschquelle gilt für die spezifische Detektivität mit Gln. (4.1) und Gln. (3.14) in Gln. (3.17):

$$D^* = \frac{\alpha \cdot N \cdot (\alpha_S^A - \alpha_S^B)}{G_{th} \cdot \sqrt{1 + \omega^2 \cdot \tau_D^2}} \cdot \sqrt{\frac{A_D}{4k_B T R_{el}}}. \quad (4.2)$$

Zur Optimierung der spezifischen Detektivität gibt es demnach zwei wesentliche Möglichkeiten. Zum einen ist es die geeignete Wahl von Thermoschenkelmaterialien mit möglichst hohen SEEBECK-Koeffizienten und zum anderen ist es die Reduzierung des thermischen Gesamtleitwertes des Detektorelements. Beide Ansätze sind jedoch nicht gänzlich unabhängig voneinander und müssen daher zum optimierten Aufbau von Mikrothermoelementen gemeinsam betrachtet werden.

4.1.1 Designparameter

Der Aufbau moderner Mikrothermoelemente unterscheidet sich im Wesentlichen in der Anordnung der Thermopaare sowie der Geometrie der Stützstrukturen. Die häufigste Form der Anordnung von Thermopaaren ist die planare Bauweise, in der die Thermoschenkel nebeneinander in einer Ebene platziert sind. Solch ein Aufbau kann durch die

unterschiedliche Dotierung von Silizium im CMOS Prozess oder durch das Abscheiden und Strukturieren von dotierten Materialschichten mittels Lithographie realisiert werden (Abb. 4.1a,b). Aus technischer Sicht ist die Herstellung solcher Thermopaare einfach und schnell, da in der Regel bis auf die Thermoschenkelmaterialien keine zusätzlichen Materialschichten benötigt werden. Aufgrund der Dünnschichten bieten diese Thermopaare auch eine gute thermische Isolierung. Ihr Nachteil ist jedoch, dass die nebeneinander liegende Anordnung der Thermoschenkel im Hinblick auf Miniaturisierung vergleichsweise platzraubend ist. Eine andere Konfiguration der Thermopaare ist die überlappende Anordnung der Thermoschenkel (Abb. 4.1c) in einem Mehrlagenaufbau. Diese Anordnung hat zwar den Vorteil, dass sie in etwa um die Hälfte platzsparender als die laterale Anordnung ist, jedoch ist ihre Herstellung komplexer und damit kostenintensiver. Die Thermoschenkel müssen durch zusätzliche Materialschichten voneinander getrennt werden. Insgesamt wächst dadurch auch der Materialstapel an, was zu einem höheren thermischen Leitwert der Thermopaare führt.

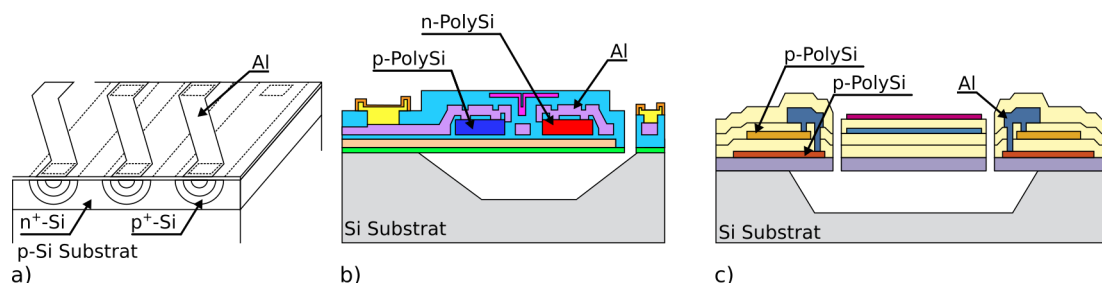


Abbildung 4.1: Unterschiedliche Aufbauformen von Thermopaaren. a) Implantierte planar angeordnete Thermoschenkel [41], b) planar angeordnete Thermoschenkel [52], c) überlappend angeordnete Thermoschenkel [53].

Als Stützstrukturen werden hauptsächlich freitragende Membranen, Brücken- oder Cantilever-Strukturen benutzt (Abb. 4.2). Sie alle unterscheiden sich in der Art der Herstellung, ihrer mechanischen Stabilität sowie ihrem thermischen Leitwert. Membranen werden typischerweise durch ein rückseitiges Ätzen des Wafers hergestellt. Dabei wird das gesamte Siliziumvolumen unterhalb der Membran weggeätzt. Die Membran selbst besteht dabei oft aus Dielektrikamaterialien wie Siliziumdioxid (SiO_2) oder Siliziumnitrid (Si_3N_4). Sie kann aber auch aus einer dünnen Si-Schicht bestehen, welche beim Ätzprozess des Bulk-Siliziums stehen bleibt. Gleiches gilt auch für alle anderen Stützstrukturen. Hierzu sind entsprechende Ätzstopptechniken notwendig. Membranen sind die mechanisch stabilsten Stützstrukturen in Mikrothermoelementen, da sie an allen Seiten am Trägerchiprahmen fixiert sind. Gleichzeitig haben sie aber auch den höchsten thermischen Leitwert aus eben demselben Grund. Sie werden bevorzugt in Einelement-Detektoren eingesetzt. Der hohe thermische Leitwert würde in Array-Anordnungen zu hohem thermischen Übersprechen führen. Brückenstrukturen werden durch einen vorderseitigen Ätzprozess hergestellt. Dabei wird nur so viel Bulk-Si entfernt, bis die Brückenstruktur vollständig unterätzt und thermisch vom Si entkoppelt ist. Die Brückenstruktur

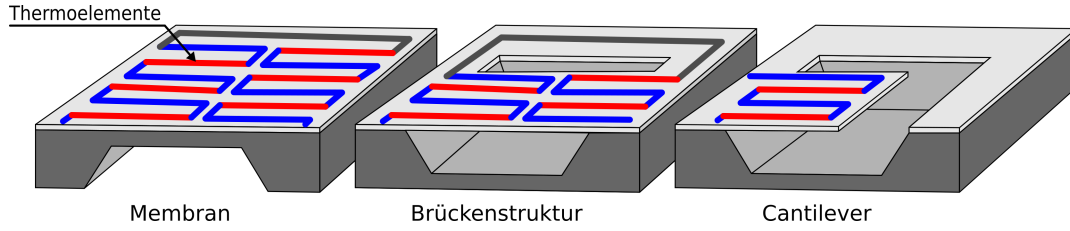


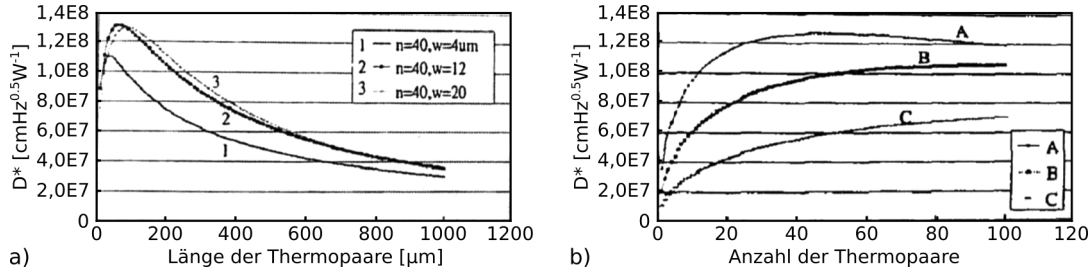
Abbildung 4.2: Schematische Darstellung unterschiedlicher Stützstrukturen von Mikrothermoelementen: Membran (links), Brückenstruktur (mitte), Cantilever (rechts).

ist mechanisch ähnlich stabil wie die Membran. Sie ist jedoch nicht umlaufend am Trägerchiprahmen fixiert und weist daher auch einen geringeren thermischen Leitwert auf. Für Anwendungen, die eine sehr hohe Empfindlichkeit des Mikrothermoelementes erfordern, kommen die Cantilever-Strukturen als Stützstruktur zum Einsatz. Da der Cantilever nur an einer Seite mit dem Trägerchiprahmen verbunden ist, bietet er den geringsten thermischen Leitwert aller Stützstrukturen [54]. Zugleich ist es aber auch die mechanisch fragilste Struktur.

In jedem Fall zielt die Optimierung von Mikrothermoelementen letzten Endes auf die Reduzierung des thermischen Gesamtleitwertes G_{th} des Detektorelementes ab, der sich aus den Anteilen der Wärmeleitung in der Stützstruktur sowie dem Wärmeübergang durch Konvektion und der Wärmeabstrahlung auf ihrer Oberfläche zusammensetzt (Gln. (2.11), (2.12), (2.13)):

$$G_{th} = \lambda_{th} \cdot \frac{A}{L} + h \cdot L \cdot W + 4\epsilon\sigma T_U^4 \cdot L \cdot W \quad (4.3)$$

mit L der Länge und W der Breite und A der Querschnittsfläche der Stützstruktur. In der Regel sind $G_{th,konv}$ und $G_{th,strahl}$ um Größenordnungen kleiner als $G_{th,leit}$ (s. Kap. 4.2.2). Daher ist der dominierende Geometrieparameter bei der Optimierung von Mikrothermoelementen das L/A -Verhältnis der gesamten Stützstruktur zusammen mit den darauf platzierten Thermopaaren. In Gln. (4.2) ist noch die Anzahl N der Thermopaare als Geometrieparameter mit $D^* \propto N$ enthalten. Die Anzahl der Thermopaare kann jedoch nicht beliebig erhöht werden, da die einzelnen Thermopaare thermisch parallel geschaltet sind und so die thermische Leitfähigkeit ihrer Thermoschenkel zu einer Erhöhung des thermischen Gesamtleitwertes G_{th} und damit zur Verringerung der Empfindlichkeit des Detektorelementes beiträgt. Die Einflüsse der Geometrieparameter sollen anhand der Optimierungsrechnungen von C.-H. Du *et al.* [48] verdeutlicht werden. In dieser Arbeit wird die Abhängigkeit der spezifischen Detektivität eines n-PolySi/Al-Mikrothermoelementes unter anderem von der Länge L und der Anzahl N der Thermopaare untersucht. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.3 dargestellt. Man erkennt anhand der Kurvenverläufe, dass D^* zunächst mit steigender Thermoschenkellänge steigt, da sich damit ihr thermischer Leitwert verkleinert (Abb. 4.3a). Bei einer Länge L_{max} erreicht die spezifische Detektivität ihr Maximum und fällt danach ab. Dieser weitere Verlauf ist dadurch zu erklären, dass



Abbildungung 4.3: a) D^* als Funktion der Länge und Breite der Thermoschenkel bei konstanter Anzahl von Thermopaaren, b) D^* als Funktion der Anzahl der Thermopaare bei konstanten Thermoschenkelabmessungen. Diagramme stammen aus [48].

mit L nicht nur der thermische Leitwert sinkt, sondern auch der elektrische Widerstand R_{el} des Thermopaars steigt. Ab L_{max} dominiert das mit L stärker werdende thermische Rauschen die spezifische Detektivität. Ähnliches gilt im Grunde auch für die Anzahl der Thermopaare im Thermoelement (Abb. 4.3b). Da die einzelnen Thermopaare thermisch parallel geschaltet sind, trägt ihr thermischer Leitwert mit steigender Anzahl zur Erhöhung des thermischen Gesamtleitwertes und damit zur Verringerung der Empfindlichkeit bei. Zeitgleich erhöht sich mit der Anzahl der Thermopaare auch der elektrische Widerstand R_{el} des Thermoelementes, was sich ebenfalls negativ auf die spezifische Detektivität auswirkt.

Wie sich aus diesen Erkenntnissen ableiten lässt, können Mikrothermoelemente in einem gewissen Bereich über die Geometrieparameter und insbesondere die Länge L der Thermoschenkel optimiert werden. Was bei Eielement-Detektoren erstmal nicht nachteilig klingt, wirkt sich in der lateralen Bauweise jedoch im Hinblick auf weitere Miniaturisierung für mobile Anwendungen und insbesondere auf den Aufbau von hochauflösenden Detektorelement-Arrays negativ aus. Mit steigender Thermoschenkellänge nehmen die Abmessungen der Mikrothermoelemente zu. So haben Mikrothermoelemente im Vergleich zu Mikrobolometern einen geringeren Füllfaktor¹ ($\approx 68\%$ [48]) und benötigen daher im Detektorelement-Array bei gleicher Auflösung mehr Chipfläche. Um diesem Nachteil abzuhelpen, wird in dieser Arbeit der Aufbau eines neuartigen dreidimensionalen Thermopaars (3D TP) vorgeschlagen. Ihr wesentlicher Vorteil gegenüber der herkömmlichen Bauweise besteht darin, dass die 3D TP senkrecht freistehend sind und das L/A -Verhältnis ohne Einflüsse auf die lateralen Abmessungen variiert werden kann.

4.1.2 Materialauswahl

Ein weiterer Optimierungspunkt der spezifischen Detektivität von Mikrothermoelementen ist die Wahl der Thermoschenkelmaterialien. Die idealen Materialien sollten einen

¹Der Füllfaktor beschreibt in einem Detektor das Verhältnis seiner aktiven Chipfläche zur Fläche des Gesamtchips.

möglichst hohen SEEBECK-Koeffizienten α_S sowie einen minimalen spezifischen Widerstand ρ_{el} und eine minimale Wärmeleitfähigkeit λ_{th} haben. Damit würde zum einen die entstehende Thermospannung maximiert und zum anderen das thermische Widerstandsrauschen und der thermische Leitwert minimiert werden. Jedoch sind diese drei Parameter über Gln. (2.20) und das WIEDEMANN²-FRANZ³-Gesetz

$$\rho_{el} \cdot \lambda_{th} = \frac{\pi^2 \cdot k_b^2 \cdot T}{3 \cdot q^2} = L \cdot T \quad (4.4)$$

mit q der Elementarladung und $L = 2,44 \times 10^{-8} \text{ V/K}^2$ der sogenannte LORENTZ⁴-Zahl miteinander verknüpft, so dass es bei der Materialwahl stets einen Kompromiss zu treffen gilt.

Zur Erleichterung der geeigneten Materialauswahl in thermoelektrischen Anwendungen wurde daher die Gütezahl Z (engl.: figure of merit) eingeführt. Sie charakterisiert die Thermoschenkelmaterialien nach den drei genannten Materialeigenschaften und ermöglicht dadurch auch den Vergleich von Materialien untereinander im Hinblick auf ihre „thermoelektrische Leistungsfähigkeit“ [20, 55]:

$$Z = \frac{\alpha_S}{\rho_{el} \lambda_{th}}. \quad (4.5)$$

Mit

$$Z_{AB} = \frac{(\alpha_S^A - \alpha_S^B)^2}{[(\rho_{el}^A \lambda_{th}^A)^{0.5} + (\rho_{el}^B \lambda_{th}^B)^{0.5}]^2} \quad (4.6)$$

kann diese Gütezahl auch zur Charakterisierung von Materialkombinationen eines Thermopaars erweitert werden [56].

Die Abb. 4.4 zeigt Gln. (4.5) in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte. Man sieht, dass Halbleitermaterialien mit Ladungsträgerdichten im Bereich von $10^{19}/\text{cm}^3$ die höchsten Gütezahlen Z aller leitfähigen Materialien aufweisen. Daher eignen sich negativ und positiv dotiertes Polysilizium ideal zum Aufbau von Mikrothermoelementen. Zudem gehört Polysilizium zu den Standardmaterialien in der MEMS-Technologie und kann gut beherrscht hergestellt werden. In Tab. 4.1 sind einige weitere Materialien zusammengefasst, welche zum Aufbau von thermoelektrischen Anwendungen benutzt werden.

²Gustav Heinrich Wiedemann: 1826 - 1899, deutscher Physiker und Chemiker.

³Johann Carl Rudolph Franz: 1826 - 1902, deutscher Physiker.

⁴Ludvig Valentin Lorenz: 1829 - 1891, dänischer Physiker.

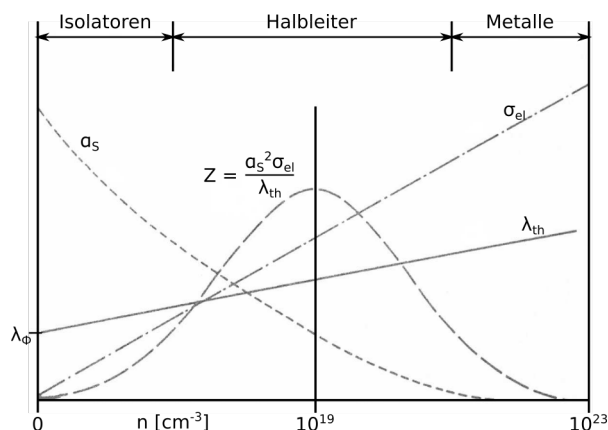


Abbildung 4.4: Qualitative Darstellung des SEEBECK-Koeffizienten α_S , der thermischen und elektrischen Leitfähigkeit λ_{th} bzw. σ_{el} sowie der daraus resultierenden thermoelektrischen Gütezahl Z in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n nach [57].

| | Material | α_S [$\mu\text{V/K}$] | σ_{el} [$10^4 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$] | λ_{th} [$\text{WK}^{-1}\text{m}^{-1}$] | Z [K^{-1}] |
|------------|---|--------------------------------|---|--|---|
| Halbleiter | Si (Bulk) | -450 | 2,85 | 145 | 4×10^{-5} |
| | n-Si | -100 ... -800 | 0,2 ... 10 | 150 | $6,3 \times 10^{-6} \dots 9,1 \times 10^{-6}$ |
| | n-PolySi | -100 ... -500 | 0,1 ... 10 | 20 ... 30 | $1,4 \times 10^{-5} \dots 5 \times 10^{-5}$ |
| | p-Si | 100 ... 800 | 0,1 ... 10 | 150 | $6,3 \times 10^{-6} \dots 9,1 \times 10^{-6}$ |
| | p-PolySi | -100 ... 500 | 0,1 ... 10 | 20 ... 30 | $1,4 \times 10^{-5} \dots 5 \times 10^{-5}$ |
| | Ge | 420 | 0,12 | 64 | $3,3 \times 10^{-6}$ |
| | Sb | 35 | 100 | 13 | 9×10^{-5} |
| | Bi | -65 | 28,5 | 4,2 | $2,3 \times 10^{-4}$ |
| | p-Bi _{0,5} Sb _{1,5} Te ₃ | 230 | 5,8 | 1,05 | $2,9 \times 10^{-3}$ |
| | n-Bi _{0,87} Sb _{0,13} | -100 | 14 | 13 | $4,5 \times 10^{-4}$ |
| | PbTe | -170 | 5,0 | 2,5 | $5,8 \times 10^{-4}$ |
| | Bi _{1,8} Sb _{0,2} Te _{2,7} Se _{0,3} | -220 | 9,1 | 1,4 | $3,15 \times 10^{-3}$ |
| Metalle | Al | -3,2 | 3541,4 | 235 | $1,54 \times 10^{-6}$ |
| | Au | 0,1 | 4347,8 | 315 | $1,38 \times 10^{-9}$ |
| | Ni | -20,2 | 1628,6 | 61 | $1,08 \times 10^{-5}$ |
| | Pt | -3,2 | 1019,3 | 71 | $1,47 \times 10^{-6}$ |

Tabelle 4.1: Eigenschaften thermoelektrischer Materialien [30, 58].

4.2 Das 3D Thermopaar

Das in dieser Arbeit vorgestellte neuartige dreidimensionale Thermopaar (3D TP) unterscheidet sich in Form und Aufbau grundlegend von den herkömmlichen Thermopaaren in planarer Bauweise (2D TP) (Abb. 4.5). Es besteht aus Thermoschenkeln, die senkrecht auf dem Trägersubstrat stehen und coaxial ineinander geschachtelt sind. Auf der heißen Kontaktstelle befindet sich eine IR Absorberfläche und die kalte Kontaktstelle ist im Trägerchip verankert. Beide Kontaktstellen liegen senkrecht übereinander, sodass die lateralen Abmessungen des 3D TP im Vergleich zum 2D TP stark reduziert sind. 3D TP

eignen sich daher sehr gut zum Aufbau von höherauflösenden 3D Mikrothermoelement-Array-Detektoren.

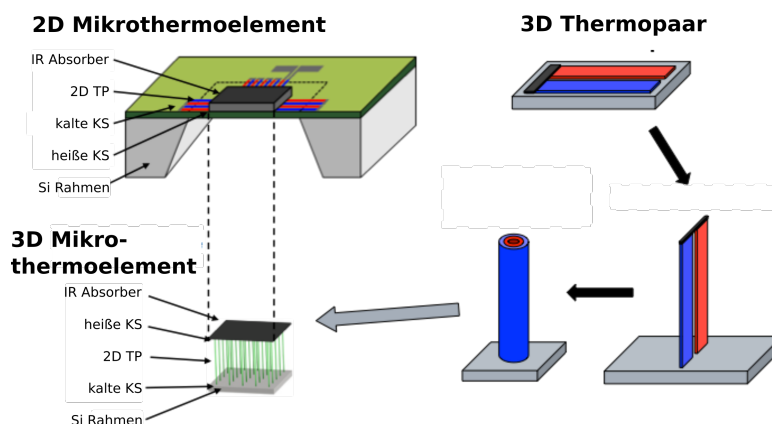


Abbildung 4.5: Schematischer Vergleich von herkömmlichen 2D Thermopaaren in planarer Bauweise und den 3D Thermopaaren mit vertikaler Geometrie.

Der schematische Aufbau eines 3D TP ist in Abb. 4.6a dargestellt. Die Basis der Herstellung bildet ein Siliziumwafer mit runden Durchgangslöchern. Er dient während der Fertigung zum einen der Formgebung der 3D TP und zum anderen als Trägersubstrat, in dem die freistehenden 3D TP verankert sind. Anders als bei 2D TP, verlaufen die Thermoschenkel der 3D TP daher coaxial ineinander geschachtelt. Der zylindrischen Form entsprechend wird diese Anordnung im Folgenden als Thermoschenkelsäule bezeichnet. Innerhalb der Thermoschenkelsäule sind die Thermoschenkel durch eine Isolatorschicht elektrisch voneinander getrennt. Nach außen hin ist die Thermoschenkelsäule mit einer Passivierungsschicht umhüllt. Diese verleiht ihr zusätzliche mechanische Stabilität und schützt sie vor nasschemischen Ätzprozessen in der Fertigung (s. Kap. 5.3.3). Auf dem freistehenden Ende der Thermoschenkelsäule ist eine IR Absorberfläche aufgebaut, auf der die beiden Thermoschenkel über eine Metallschicht elektrisch miteinander verbunden sind. Auf der Unterseite des Trägersubstrates befindet sich eine Verdrahtungsebene, in der die Thermopaare elektrisch zu 3D Mikrothermoelementen (3D TE) verbunden werden können. Der elektrische Pfad eines 3D TP ist in Abb. 4.6b zu sehen.

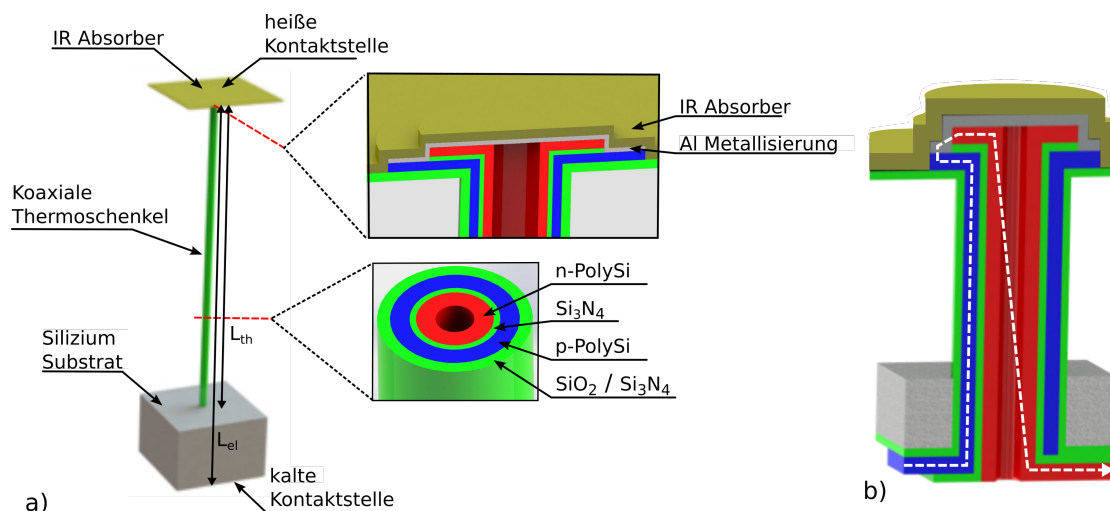


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung eines 3D Thermopaars: a) Geometrie und Aufbau, b) elektrischer Pfad.

Bedingt durch ihre Bauform muss bei 3D TP zwischen der thermischen und elektrischen Länge L_{th} und L_{el} unterschieden werden. Die thermische Länge L_{th} bestimmt den thermischen Leitwert G_{th} des 3D TP und entspricht der Länge der freistehenden Thermoschenkelsäule. In diesem Bereich ist die Thermoschenkelsäule vom Bulk-Si des Trägersubstrates thermisch entkoppelt. Die elektrische Länge L_{el} entspricht hingegen der gesamten Länge der Thermoschenkelsäule. Sie bestimmt den elektrischen Widerstand R_{el} des 3D TP. Bei 2D TP liegt die kalte Kontaktstelle in der Regel unmittelbar außerhalb der Stützstruktur auf dem Chiprahmen. Dadurch ist $L_{th} \approx L_{el}$. Bei 3D TP verschiebt sich die kalte Kontaktstelle aufgrund der hohen Wärmeleitfähigkeit von Si ($\lambda_{th,Si} = 150 \text{ W K/m}$) vom offenen Ende der Thermoschenkelsäule zum Fußpunkt des freiliegenden Bereiches. Der Einfachheit halber wird die thermische Länge L_{th} im Folgenden als die Länge des 3D TP bezeichnet. Der IR Absorber wird aus mehreren Materialschichten auf der heißen Kontaktstelle in Form einer horizontalen Fläche aufgebaut. Der IR Absorber ist dabei derart aufgebaut, dass er neben seiner eigentlichen Funktion, IR Strahlung zu absorbieren, auch die Thermoschenkelsäule passiviert und vor nasschemischen Ätzprozessen in der Fertigung schützt.

4.2.1 Charakteristische Eigenschaften des 3D TP

Das wesentliche Alleinstellungsmerkmal des 3D TP ist die senkrechte Ausrichtung der Thermoschenkel. Durch diese Anordnung kann der thermische Leitwert und damit auch direkt die spezifische Detektivität des 3D TP durch Variation des L/A-Verhältnisses der Thermoschenkelsäule an gewünschte Anwendungen angepasst werden, ohne dabei seine lateralen Abmessungen zu ändern. Eine weitere Besonderheit ist der Einheitszellencharakter des 3D TP. Zum einen können damit beliebig große 3D TE und 3D TE-Arrays aufgebaut werden (Abb. 4.7). Zum anderen wächst die Größe der IR Absorberfläche im

Thermoelement linear mit der Anzahl N der 3D TP, so dass sich die Abhängigkeit der spezifischen Detektivität (Gln. 4.2) von N ausgleicht. Die spezifische Detektivität eines 3D TE entspricht damit der eines 3D TP.

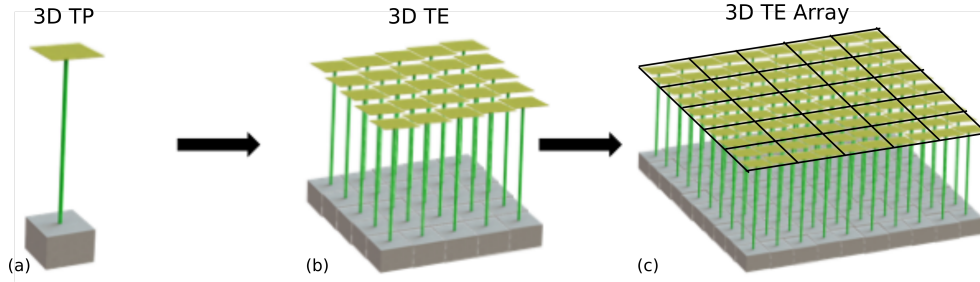


Abbildung 4.7: Das 3D TP bildet eine Einheitszelle (a), aus der durch Reihenschaltung beliebig große 3D TE (b) und 3D TE-Arrays (c) aufgebaut werden können.

4.2.2 Modellierung des 3D TP

Zur theoretischen Charakterisierung des 3D TP ist es notwendig, sein thermisches Verhalten zu kennen. Aus der Temperaturdifferenz ΔT zwischen den heißen und kalten Kontaktstellen und aus dem zugrundeliegenden thermischen Gesamtleitwert G_{th} ergeben sich alle weiteren Gütezahlen.

Die Abb. 4.8a zeigt schematisch den Schichtaufbau eines 3D TP. Die IR Absorberfläche besteht aus n Materiallagen der Dicke d_{AB}^n mit einer Gesamtdicke d_{AB} und einer Kantenlänge b_{AB} . Die Thermoschenkelsäule (TS) besteht aus m konzentrisch geschachtelten Materialschichten der Dicke d_{TS}^m . Der Gesamtdurchmesser der Thermoschenkelsäule ist d_{TS} und ihre Länge entspricht der thermischen Länge L_{th} . Zur Vereinfachung der Modellierung können die beiden Materialschichtstapel durch je ein homogenes Material mit äquivalenten Eigenschaften ersetzt werden [59, 60]. Geht man, wie in Abb. 4.8a zu sehen, von einem Wärmefluss in z -Richtung aus, so sind die beiden Teilbereiche des 3D TP thermisch in Reihe geschlossen. Die vom IR Absorber aufgenommene Wärmeenergie fließt über die Thermoschenkelsäule zur Wärmesenke. Für die äquivalente Wärmeleitfähigkeit des IR Absorbers gilt damit

$$\lambda_{th,eq}^{AB} = \frac{d_{AB}}{\sum_i \frac{d_{AB}^i}{\lambda_{th}^i}}. \quad (4.7)$$

Seine Materialschichten liegen senkrecht zur Wärmeflussrichtung. In der Thermoschenkelsäule verlaufen die Materialschichten längs der Wärmeflussrichtung:

$$\lambda_{th,eq}^{TS} = \frac{\sum_i \lambda_{th}^i A_{TS}^i}{A_{TS}}, \quad (4.8)$$

wobei A_{TS}^i die Stirnfläche der jeweiligen Materialschicht und A_{TS} die Gesamtgrundfläche der Thermoschenkelsäule ist. Die übrigen äquivalenten Materialeigenschaften ergeben sich unabhängig von der Wärmeflussrichtung.

Eine gängige Methode zur Modellierung des thermischen Verhaltens eines Körpers im Allgemeinen ist die sogenannte Methode der konzentrierten Elemente (engl.: lumped element method, LEM). Mit ihr werden die thermischen Eigenschaften (thermische Widerstände und Kapazitäten) des Körpers in Analogie zur Schaltungstechnik auf konzentrierte Bauelemente reduziert und in einem thermischen Ersatzschaltbild (ESB) miteinander verbunden. Eine notwendige Bedingung hierfür ist, dass der Wärmeübergangskoeffizient $G_{th,konv}$ des Körpers vernachlässigbar klein gegenüber seinem Wärmeleitwert $G_{th,leit}$ ist, was durch die dimensionslose BIOT⁵-Zahl Bi ausgedrückt werden kann:

$$Bi = \frac{G_{th,konv}}{G_{th,leit}} = \frac{h \cdot L_c}{\lambda_{th}} \ll 1 \quad (4.9)$$

mit L_c der charakteristischen Länge⁶ des Körpers. Anders ausgedrückt bedeutet Gln. (4.9), dass die Temperaturverteilung innerhalb des Körpers zu jedem Zeitpunkt weitgehend homogen ist. Ist $Bi < 0,1$, so liegt der Näherungsfehler der LEM bei unter 5 % [61].

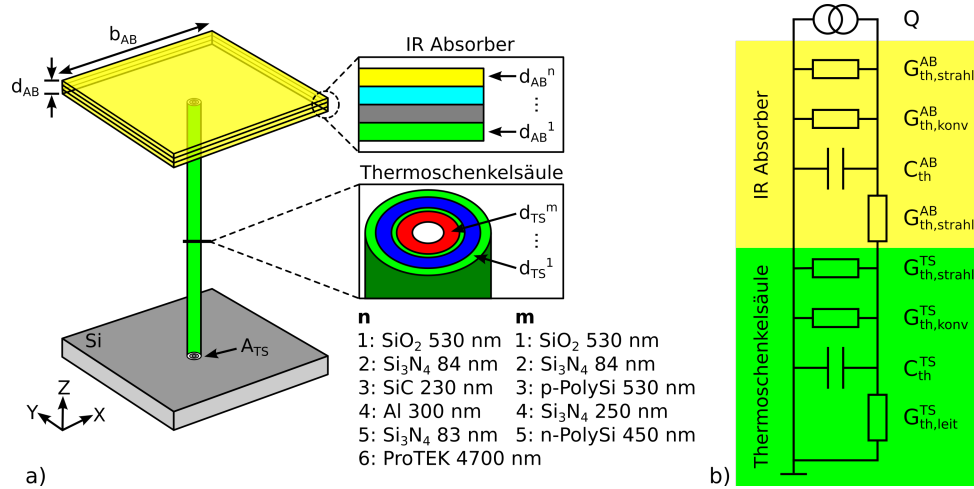


Abbildung 4.8: a) Schematische Darstellung des Materialschichtenaufbaus eines 3D TP. b) Thermisches Ersatzschaltbild.

Mit BIOT-Zahlen im Bereich $< 10^{-4}$ erfüllt das 3D TP die notwendige Bedingung aus Gln. (4.9). Die IR Absorberfläche und die Thermoschenkelsäule können damit jeweils durch ein thermisches RC-Glied abgebildet werden. In der Reihenschaltung ergibt sich

⁵Jean-Baptiste Biot: 1774 - 1862, französischer Physiker und Mathematiker.

⁶Eine charakteristische Länge L_c soll das Ausmaß eines im Allgemeinen dreidimensionalen Körpers charakterisieren. Im Fall der Wärmeleitung entspricht L_c der Dimension in Wärmeflussrichtung.

das in Abb. 4.8b dargestellte thermische Ersatzschaltbild des 3D TP. Es besteht aus einer reinen Parallelschaltung aller thermischen Wärmeleitwerte und Kapazitäten. Die Werte der einzelnen Bauelemente berechnen sich mit Gln. (2.11), (2.12), (2.13) und (2.14). Aufgrund des Geometrieverhältnisses $d_{AB} \ll b_{AB}$ kann der Temperaturabfall und damit auch der Wärmeleitwert $G_{th,leit}^{AB}$ über die Schichtdicke des IR Absorbers vernachlässigt werden [59]. Für den thermischen Gesamtleitwert des 3D TP gilt damit

$$G_{th}(L_{th}, b_{AB}) = \sum G_{th}^{AB}(b_{AB}) + \sum G_{th}^{TS}(L_{th}) \quad (4.10)$$

und für die thermische Gesamtkapazität

$$C_{th}(L_{th}, b_{AB}) = C_{th}^{AB}(b_{AB}) + C_{th}^{TS}(L_{th}). \quad (4.11)$$

Die Ergebnisse der Parameteranalyse sind in Abb. 4.9 zusammengefasst. Die Empfindlichkeit S ergibt sich aus Gln. (4.10) und (2.10) in Gln. (3.13). Die spezifische Detektivität D^* ergibt sich aus Gln. (3.13) und (3.14) in (3.17). Der elektrische Widerstand R_{el}^{TP} ergibt sich aus der Serienschaltung beider Thermoschenkel:

$$R_{el}^{TP} = \left(\frac{\rho_{el}^{nPolySi}}{A_{nPolySi}} + \frac{\rho_{el}^{pPolySi}}{A_{pPolySi}} \right) \cdot L_{el}, \quad (4.12)$$

wobei als elektrische Länge L_{el} die Dicke des zur Herstellung der 3D TP benutzten Formwafers von 500 μm angenommen wird. Die thermische Zeitkonstante τ_{th} ergibt sich entsprechend Gln. (3.19) aus Gln. (4.10) und (4.11). Des Weiteren wurden auch eine atmosphärische Umgebung mit einer freien Konvektion ($h = 10 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$) und ein fester Durchmesser der Thermoschenkelsäule von $d_{TS} = 5 \mu\text{m}$ angenommen. Die verwendeten Materialeigenschaften und Schichtdicken sind in Tab. 4.2 zusammengefasst. Sowohl die Empfindlichkeit als auch die spezifische Detektivität und die thermische Zeitkonstante zeigen eine starke Abhängigkeit von der thermischen Länge L_{th} . Die Größe der IR Absorberfläche wirkt sich wesentlich geringer auf die Werte der Gütezahlen aus. Dies bestätigt den zuvor erwähnten Vorteil des 3D TP, dass seine Gütezahlen über einen weiten Bereich optimiert werden können, ohne dabei seine lateralen Abmessungen ändern zu müssen. Für die hergestellten 3D TP mit $b_{AB} = 65 \mu\text{m}/85 \mu\text{m}$, einem Absorptionsvermögen von $\alpha = 0,14$ und thermischen Längen von 50 bis 200 μm sind spezifische Detektivitäten von bis zu $1,6 \times 10^8 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ zu erwarten. Die thermische Zeitkonstante liegt im Bereich von 8 bis 63 ms.

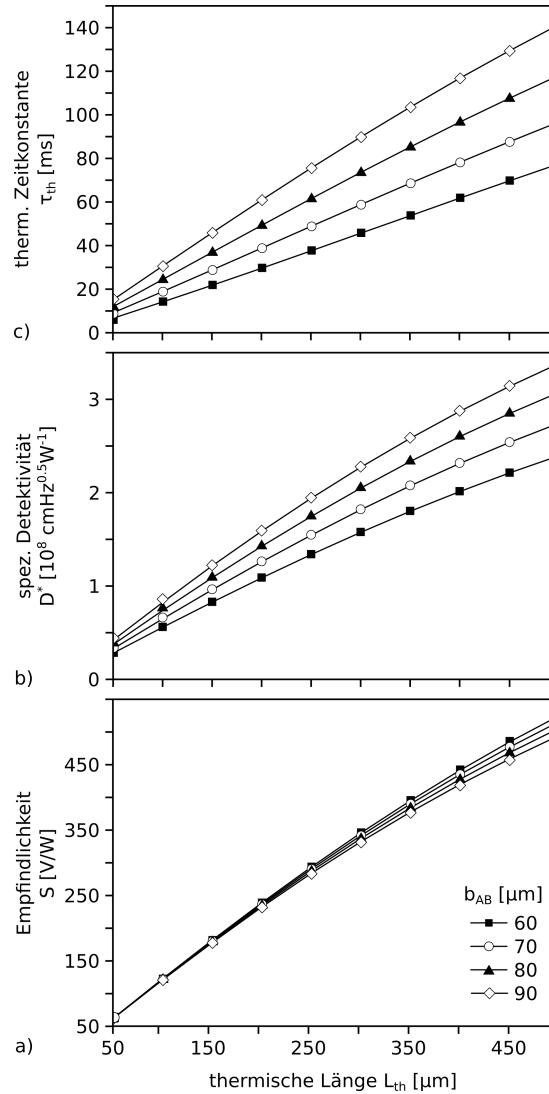


Abbildung 4.9: Parameteranalyse eines 3D TP: a) Empfindlichkeit S , b) spezifische Detektivität D^* und c) thermische Zeitkonstante τ_{th} in Abhängigkeit von der Kantenlänge b_{AB} der quadratischen IR Absorberfläche und der thermischen Länge L_{th} der Thermoschenkelsäule.

Tabelle 4.2: Zusammenfassung aller Materialeigenschaften und Schichtdicken d , die zur theoretischen Parameteranalyse des 3D TP benutzt werden. Dabei sind λ_{th} , c_{th} , ρ_m , ρ_{el} und α_S die thermische Leitfähigkeit, die spezifische Wärmekapazität, die Dichte, die spezifische elektrische Leitfähigkeit und der Seebeck-Koeffizient des Thermopaars. Mit * gekennzeichnete Werte wurden experimentell bestimmt. Die restlichen Werte der Materialdaten wurden aus der Literatur [62–65] entnommen. Im Teilbereich ist beschrieben, in welchem Bereich des 3D TP die Materialien vorkommen: IR Absorberfläche (AB), Thermoschenkelsäule (TS).

| Material | Teilbereich | d [μm] | λ_{th} [W/(m K)] | c_{th} [J/(kg K)] | ρ_m [kg/m ³] | ρ_{el} [m Ω cm] | α_S^{TP} [$\mu\text{V/K}$] |
|-------------------------|-------------|--------------------------|-----------------------------|------------------------|----------------------------------|--------------------------------|--|
| SiO_2 | AB, TS | 0,53 | 1,2 | 780 | 2200 | | |
| Si_3N_4 | AB, TS | 0,084 | 20 | 700 | 3100 | | |
| p-PolySi | AB, TS | 0,53 | 34 | 678 | 2320 | 8,93* | |
| Si_3N_4 | TS | 0,25 | 20 | 700 | 3100 | | |
| n-PolySi | TS | 0,45 | 34 | 678 | 2320 | 1,04* | |
| Al | AB | 0,3 | 230 | 896 | 2707 | | |
| Si_3N_4 | AB | 0,083 | 20 | 0,7 | 3100 | | |
| SiC | AB | 0,23 | 1,1 | 690 | 3216 | | |
| ProTEK PSB | AB | 4,7 | 0,15 | 1100 | 1300 | | |
| Luft | TS | | 0,0262 | 1,005 | 0,0012 | | |
| n-/p-PolySi TP | TS | | | | | | 412* |

Thermisches Übersprechen

Das thermische Übersprechen ct_{AB} (s. Kap. 3.4) kommt zwischen benachbarten 3D TP zum Tragen. Dabei handelt es sich um ein unerwünschtes Störsignal, welches das eigentliche Ausgangssignal benachbarter 3D TP verfälscht. In der Praxis führt das thermische Übersprechen dazu, dass in Wärmebildern die Kanten zwischen Wärmequellen, die auf unterschiedlichen Temperaturen liegen, verwaschen dargestellt werden.

In einem Array sind aus Gründen der mechanischen Stabilität die IR Absorberflächen benachbarter 3D TP über schmale Stege an den Ecken miteinander verbunden. Gleichzeitig stellen diese Verbindungsstege aber auch thermische Brücken dar, über welche die Wärmeenergie von einer IR Absorberfläche zu ihren Nachbarn fließen kann. Kantenbenachbarte 3D TP sind über zwei Verbindungsstege miteinander verbunden. Diagonal benachbarte 3D TP nur über einen (s. Abb. 4.10). Entsprechend ist auch das thermische Übersprechen zwischen kantenbenachbarten 3D TP größer. In Abb. 4.11 ist das relative thermische Übersprechen in Abhängigkeit von der thermischen Länge L_{th} für IR Absorberflächen mit $b_{AB} = 65 \mu\text{m}/85 \mu\text{m}$ dargestellt. Die Berechnungen wurden mit Hilfe einer FEM Simulation in COMSOL durchgeführt. Die Verbindungsstege haben eine Größe von

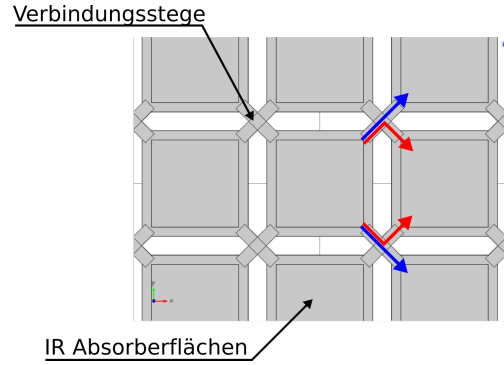


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung der Verbindungsstege zwischen den IR Absorberflächen. Kantenbenachbarte IR Absorberflächen sind über zwei Stege miteinander verbunden (rot), diagonal benachbarte nur über einen (blau).

$10\text{ }\mu\text{m} \times 20\text{ }\mu\text{m}$ bei $b_{AB} = 65\text{ }\mu\text{m}$ und $30\text{ }\mu\text{m} \times 40\text{ }\mu\text{m}$ bei $b_{AB} = 85\text{ }\mu\text{m}$. Sie bestehen bis auf die Al-Schicht aus demselben Materialschichtstapel, aus dem auch die IR Absorberfläche aufgebaut ist. Man erkennt, dass das thermische Übersprechen zum einen in der Fernwirkung mit wachsendem Abstand zur Wärmequelle (Pos. 1) abnimmt. Das ist damit zu erklären, dass bei jedem Übersprechen zum Nachbar-3D TP ein Teil der Wärmeenergie über die Thermoschenkelsäule abfließt und damit nur ein kleinerer Teil der ursprünglichen Wärmeenergie zum übernächsten Nachbar-3D TP fließen kann. Auf der anderen Seite steigt das thermische Übersprechen mit steigender thermischer Länge L_{th} der Thermoschenkelsäule, auch absolut betrachtet in der Fernwirkung. Das liegt daran, dass mit steigendem L_{th} der thermische Leitwert G_{th}^{TS} sinkt und dadurch mehr Wärmeenergie über die Verbindungsstege zwischen den IR Absorberflächen abfließen kann. Die Größe der IR Absorberfläche wirkt sich umgekehrt proportional auf das thermische Übersprechen aus. Mit steigender Kantenlänge b_{AB} nimmt der thermische Leitwert der IR Absorberfläche G_{th}^{AB} zu, so dass mehr Wärmeenergie an die Umgebung abgegeben wird und letztlich weniger Wärmeenergie über die Verbindungsstege abfließen kann. Überträgt man diese Ergebnisse auf ein 3D TE-Array, wobei das 3D TE aus einer quadratischen Anordnung von $n \times n$ 3D TP bestehen soll, so nimmt das thermische Übersprechen mit steigender Anzahl der 3D TP ab. Je größer das 3D TE ist, desto weniger 3D TP werden relativ gesehen von der Fernwirkung zwischen ihnen beeinflusst.

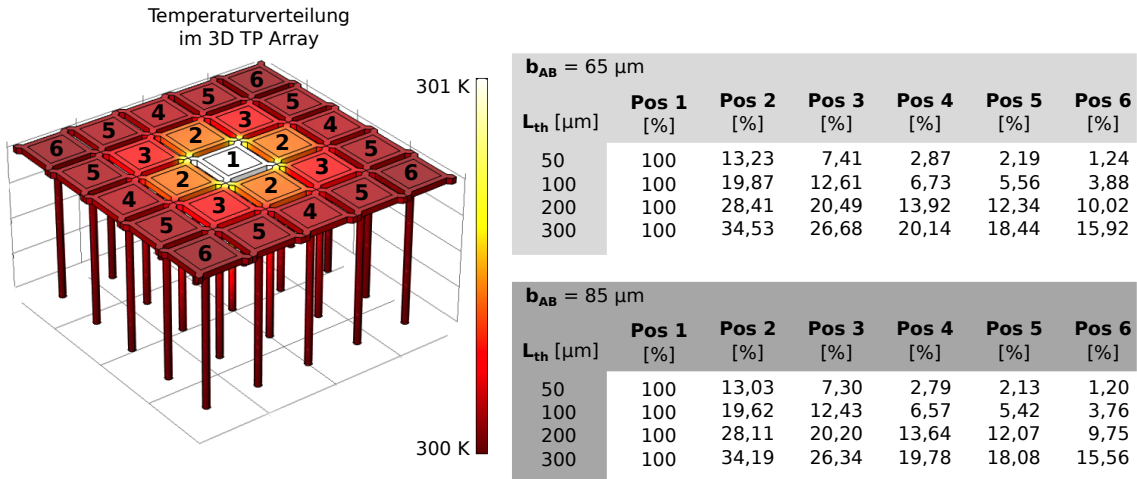


Abbildung 4.11: Thermisches Übersprechen zwischen 3D TP in einem Array in Abhängigkeit von der IR Absorberflächengröße und der thermischen Länge.

Absorptionsvermögen des IR Absorbers

Ein weiterer Einflussfaktor auf die spezifische Detektivität des 3D TP sind die optischen Eigenschaften der IR Absorberfläche. Je höher ihr Absorptionsvermögen α ist, desto mehr Strahlungsenergie kann bei gleicher Absorbergröße aufgenommen werden. Das Absorptionsvermögen des IR Absorbers resultiert aus der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie. Besteht der IR Absorber aus mehreren Materialschichten, so kann die Summe aller Wechselwirkungen mit Hilfe der sogenannten Transfer-Matrix-Methode (TMM) berechnet werden. Dabei werden die Wechselwirkungen an jeder Grenzfläche im Lagenstapel in Form von Matrizen beschrieben und nacheinander multipliziert.

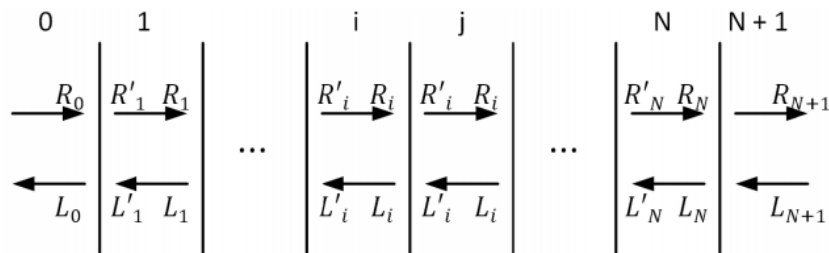


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung der Reflexions- und Transmissionsvorgänge an den Grenzflächen eines Vielschichtsystems bestehend aus zwei Halbräumen und N Materialschichten. Die elektromagnetische Welle ist als Linearkombination aus einer rechts (R) und einer links (L) laufenden Welle dargestellt.

Trifft eine elektromagnetische Welle auf die Grenzfläche zweier Materialien i und j, so

transmittiert nur ein gewisser Teil ihrer Intensität. Der übrige Teil wird reflektiert (Abb. 4.12). Das Maß dieser Wechselwirkungen kann durch die Übergangsmatrix

$$\begin{pmatrix} R_i \\ L_i \end{pmatrix} = D_{ij} \begin{pmatrix} R'_j \\ L'_j \end{pmatrix} = \frac{1}{t_{ij}} \begin{bmatrix} 1 & r_{ij} \\ r_{ij} & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} R'_j \\ L'_j \end{pmatrix}, \quad (4.13)$$

beschrieben werden, wobei R_i und L_i bzw. R'_j und L'_j die Amplituden der einfallenden und reflektierten EMW links bzw. rechts der Grenzfläche sind. Die Faktoren r_{ij} und t_{ij} sind die sogenannten FRESNEL⁷schen Formeln [66]

$$r_{ij}^S = \frac{n_i \cos(\theta) - n_j \cos(\theta_r)}{n_i \cos(\theta) + n_j \cos(\theta_r)}, \quad (4.14)$$

$$r_{ij}^P = \frac{n_i \cos(\theta_r) - n_j \cos(\theta)}{n_i \cos(\theta_r) + n_j \cos(\theta)}, \quad (4.15)$$

$$t_{ij}^S = \frac{2n_i \cos(\theta)}{n_i \cos(\theta) + n_j \cos(\theta_r)}, \quad (4.16)$$

$$t_{ij}^P = \frac{2n_i \cos(\theta)}{n_i \cos(\theta_r) + n_j \cos(\theta)}, \quad (4.17)$$

wobei s für eine senkrecht und p für eine parallel zur Einfallsebene polarisierte EMW stehen, θ und θ_r sind der Einfallswinkel bzw. der Brechungswinkel der einfallenden EMW, $\tilde{n} = n - ik$ ist der komplexe Brechungsindex der jeweiligen Materialschicht. Innerhalb einer Schicht erfährt die transmittierte EMW durch Wechselwirkungen mit der Materie eine gewisse Dämpfung, so dass sich über die Dicke d_i der Schicht ihre Laufphase $\phi_i = k_i d_i$ ändert:

$$\begin{pmatrix} R'_i \\ L'_i \end{pmatrix} = P_i \begin{pmatrix} R_i \\ L_i \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-i\phi_i} & 0 \\ 0 & e^{i\phi_i} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} R_j \\ L_j \end{pmatrix}. \quad (4.18)$$

P_i wird als Phasenmatrix bezeichnet. Betrachtet man nun ein (N+2)-Schichtsystem bestehend aus zwei Halbräumen und N Materialschichten, so folgt aus der Summe der sequentiellen Übergänge die Transfermatrix M, welche das Verhältnis zwischen beiden Amplitudenvektoren im linken und rechten Halbraum beschreibt:

$$\begin{pmatrix} R_0 \\ L_0 \end{pmatrix} = D_{01} \prod_{i=1}^N P_i \begin{pmatrix} R'_{N+1} \\ L'_{N+1} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} R'_{N+1} \\ L'_{N+1} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} R'_{N+1} \\ L'_{N+1} \end{pmatrix}. \quad (4.19)$$

Aus den Elementen der Transfermatrix folgt das Reflexionsvermögen

$$R = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2 \quad (4.20)$$

und das Transmissionsvermögen

⁷Augustin Jean Fresnel: 1788 - 1827, französischer Physiker und Ingenieur.

$$T = \left| \frac{n_{N+1}}{n_0} \frac{1}{M_{11}} \right|^2 \quad (4.21)$$

des Materialstapels. Das Absorptionsvermögen folgt letztlich aus der Energieerhaltung:

$$A = 1 - R - T. \quad (4.22)$$

Die IR Absorberfläche der 3D TP besteht aus mehreren Materialschichten. Herstellungsbedingt ist die unterste Materiallage eine Aluminiumschicht. Sie erfüllt mehrere Funktionen. Zum einen bildet sie die elektrische Verbindung zwischen den Thermoschenkeln an der heißen Kontaktstelle. Zum anderen dient sie auch als Wärmeleitschicht, über welche die absorbierte Wärmeenergie zur heißen Kontaktstelle fließen kann. In ihrer dritten Funktion dient die Al-Schicht als optischer Spiegel im IR Absorber, an dem die einfallende IR Strahlung reflektiert wird und ein weiteres Mal die IR-absorbierenden Schichten passiert. Ab einer Dicke von 100 nm ist Al nahezu undurchlässig für IR Strahlung [67]. Auf dem Aluminium folgt ein Dreischicht-System bestehend aus PECVD abgeschiedenem Si_3N_4 , gesputtertem SiC und aufgeschleudertem ProTEK PSB (Abb. 5.13).

Zur theoretischen Charakterisierung des Absorptionsvermögens des 3D TP wurde die TMM in MATLAB⁸ implementiert. Als Datengrundlage der Berechnungen dienen die in Tab. 4.2 zusammengefassten Schichtdicken und die in Abb. 4.13 dargestellten komplexen Brechungsindizes der verwendeten Materialschichten. Die Werte von Al stammen aus [68]. Die restlichen Werte wurden mit Hilfe eines spektroskopischen Ellipsometers (Fa. SENTECH, Typ Sendira) für das mittlere Infrarot bestimmt. Das berechnete spektrale Absorptionsvermögen der IR Absorberfläche ist in Abb. 4.14 dargestellt. In Bezug auf das emittierte Strahlungsspektrum eines Schwarzen Körpers bei $T = 300\text{ K}$ ist ein Absorptionsvermögen etwa $A \approx 15\%$ zu erwarten.

⁸Kommerzielle Software der Fa. MathWorks zur numerischen Berechnung mathematischer Probleme mit Hilfe von Matrizen.

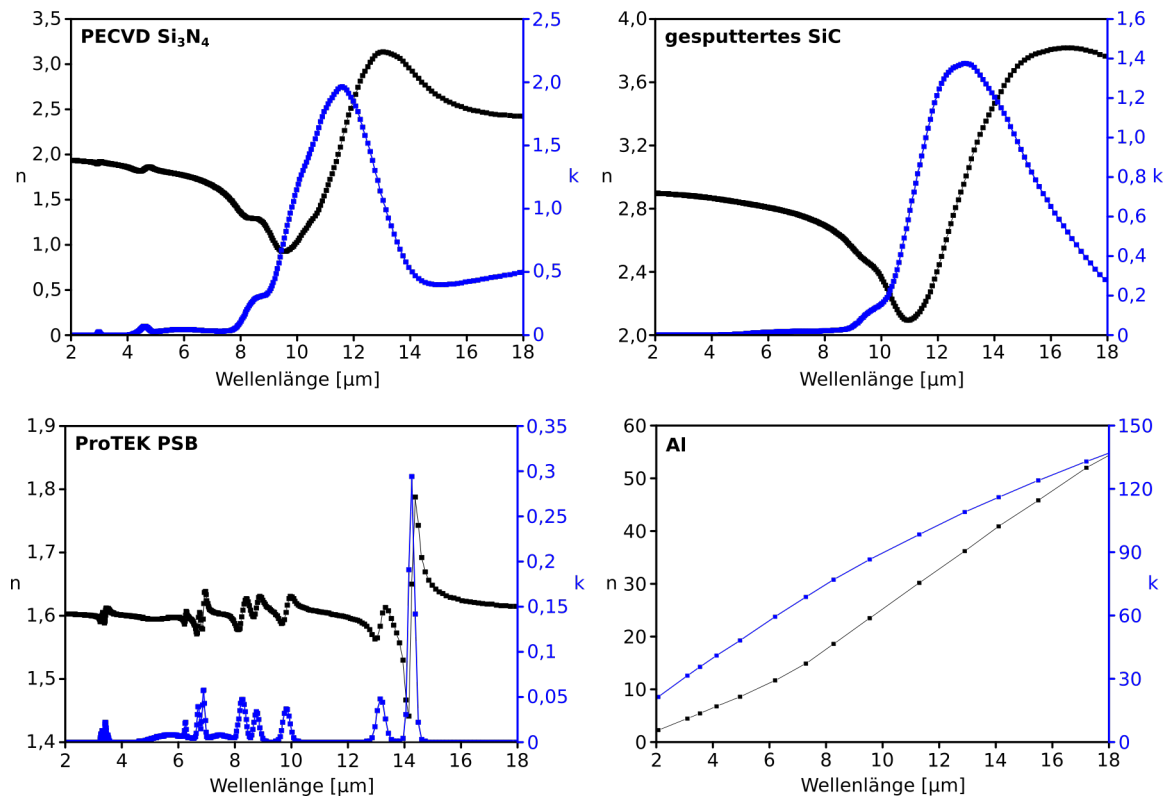


Abbildung 4.13: Gemessene Brechungsindizes n und Extinktionskoeffizienten k der hergestellten Si_3N_4 , SiC und ProTEK PSB Schichten. Die Daten von Al stammen aus [68].

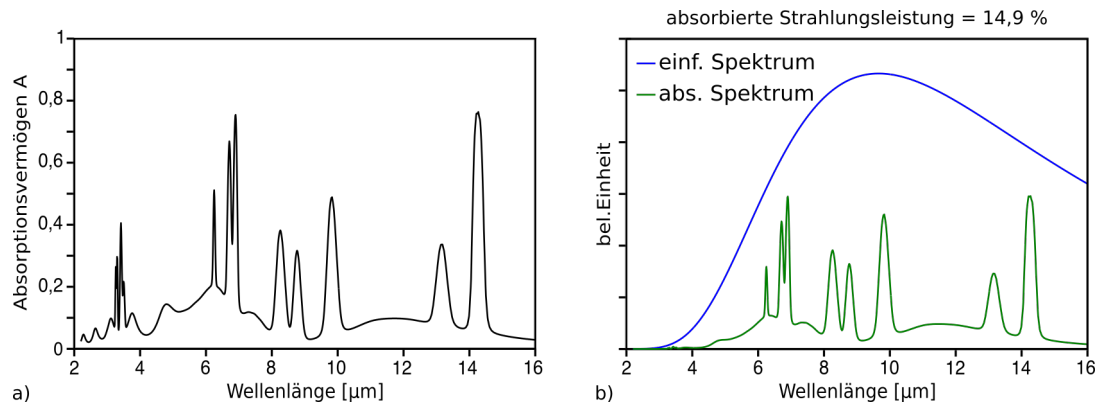


Abbildung 4.14: Theoretische Charakterisierung des IR Absorbers. a) Spektrales Absorptionsvermögen, b) absorbierte Strahlungsleistung bei einfallender Schwarz Körper Strahlung bei 300 K.

5 Herstellung der 3D Mikrothermoelement-Array-Detektoren

Zur Realisierung der 3D TE-Array-Detektoren wurde ein auf den Verfahren der Mikrostrukturtechnik basierender Herstellungsprozess entwickelt, der auf dem Ätzen und Füllen von Durchgangslöchern in Silizium beruht. Die Durchgangslöcher dienen dabei, ähnlich einer Gussform, der Formgebung der 3D TP. Sie bestimmen ihre Länge, den Durchmesser und Abstand (Pitch) zueinander. Um 3D TP mit einer wie in Kap. 5.1 beschriebenen Geometrie herstellen zu können, müssen die Durchgangslöcher folgende Bedingungen erfüllen:

- sie müssen ein hohes Aspektverhältnis¹ von bis zu 100:1 über die gesamte Dicke des Siliziumwafers von etwa 500 µm aufweisen, um einen möglichst hohen Gesamtwärmewiderstand R_{th} des 3D TP gewährleisten zu können,
- sie müssen eine hohe Gleichmäßigkeit des Lochdurchmessers haben,
- sie müssen in einem festen Pitch angeordnet sein, um ein 3D TE-Array realisieren zu können.

Es gibt eine Vielzahl an unterschiedlichen Ätzverfahren im Bereich der Mikrostrukturtechnik. Jedoch genügen nur wenige den genannten Bedingungen. Die Ätzverfahren lassen sich allgemein anhand des Ätzmediums in Trocken- und Nassätzverfahren unterteilen [69]. Trockenätzverfahren benutzen hochenergetische Ionen (physikalisches Trockenätzen), reaktive Radikale (chemisches Trockenätzen) oder eine Kombination aus beiden (z.B. Reaktives Ionenätzen) zum Abtrag von Silizium. Auch wenn diese Ätzprozesse prinzipiell eine gerichtete Strukturierung von Si erlauben, so wird die Bedingung für hohe Aspektverhältnisse und Gleichförmigkeit längs der Struktur nicht vollständig erfüllt. Stark anisotrope Verfahren, wie das reaktive Ionentieftätzen (engl.: deep reactive ion etching, DRIE), erzielen Aspektverhältnisse von 40:1, wobei sich die Strukturen mit zunehmender Tiefe verjüngen [70]. Bei Nassätzverfahren wird das Si mit Hilfe von nasschemischen Ätzmedien strukturiert. Je nach Ätzmedium können auch hier isotrope und anisotrope Ätzcharakteristika erzielt werden. Säuren, wie zum Beispiel Salpeter-Flusssäure-Mischungen, haben die Eigenschaft, isotrop zu ätzen. Alkaline Lösungen hingegen, wie etwa Kaliumhydroxid (KOH), ätzen in der Regel stark anisotrop. Sie greifen bevorzugte Kristallrichtungen an, während andere Richtungen nahezu unberührt bleiben [71]. Dadurch kann zwar Si sehr

¹Als Aspektverhältnis bezeichnet man das Verhältnis aus der Tiefe bzw. Höhe einer Struktur zu ihrer (kleinsten) lateralen Ausdehnung. Im Fall der Durchgangslöcher entspricht das dem Verhältnis der Länge zum Durchmesser.

präzise strukturiert werden, jedoch ist die Geometrie der Ätzstrukturen stark durch die Kristallebenen begrenzt. Im Gegensatz dazu sind die Formen der Ätzstrukturen bei isotropen nasschemischen Medien nicht durch das Kristallgitter limitiert. Sie werden viel mehr durch die Prozessführung bestimmt. So zum Beispiel beim elektrochemischen Siliziumätzen. Ist Si mit genügend anodischem Potential gegenüber verdünnten HF-Lösungen vorgespannt, so können Mikroporen beliebiger Tiefe geätzt werden, deren Richtung und Ätzrate durch elektrische Felder und lichtinduzierte Ströme gesteuert werden kann [72].

Der gesamte Herstellungsprozess der 3D TE-Array-Detektoren kann in drei Herstellungsabschnitte unterteilt werden. Im ersten Abschnitt wird ein Formwafer hergestellt, welcher der Formgebung der vertikalen 3D TP dient. Dabei handelt es sich um einen Siliziumwafer, in den durch eine Kombination aus lichtinduziertem elektrochemischem Si Ätzen und reaktivem Ionentiefätzen regelmäßig angeordnete Durchgangslöcher prozessiert werden. Im zweiten Abschnitt erfolgt die Abscheidung und Strukturierung funktionaler Materialschichten zu 3D TP und der Aufbau der IR Absorberfläche. Im dritten und letzten Abschnitt wird das Bulk-Si zwischen den 3D TP nasschemisch entfernt und diese dadurch freigelegt.

5.1 Aufbau und Design der Demonstratoren

Das primäre Ziel dieser Arbeit war es, einen generellen Machbarkeitsnachweis über die Realisierung einer neuartigen freistehenden Thermopaargeometrie zu erbringen. Entsprechend lag der Fokus der Dimensionierung und Gestaltung der 3D TP weniger auf deren Optimierung, als viel mehr auf einem zuverlässigen Herstellungsprozess. In einer Reihe von Vorversuchen wurden die Grenzen der zur Verfügung stehenden Prozesstechnologien bestimmt und entsprechend die Geometrie der 3D TP darauf ausgerichtet.

Als Machbarkeitsnachweis werden im Rahmen dieser Arbeit mehrere 3D TE-Array-Demonstratoren aufgebaut, die aus einer unterschiedlichen Anzahl von 3D TP bestehen. Die Grundstruktur eines solchen Demonstrators ist in Abb. 5.1 dargestellt. Das 3D TE-Array besteht im Wesentlichen aus einer periodischen Anordnung von 3D TP, die auf der Chiprückseite individuell zu 3D TE verschaltet werden (Abb. 5.2). Die Anordnung der 3D TP ist dabei derart gewählt, dass die 3D TE eine möglichst quadratische Form erhalten. In den unterschiedlichen Varianten der 3D TE-Array werden der Pitch der 3D TP und damit die Größe der IR Absorberflächen sowie die Anzahl der 3D TP pro 3D TE variiert. Die Größe des Arrays ist stets 8×8 Elemente. Eine Übersicht der Varianten ist in Tab. 5.2 gegeben. Die 3D TP werden bis auf die Größe der IR Absorberfläche nicht variiert. Der Durchmesser der Thermoschenkelsäule ist $5\text{ }\mu\text{m}$ und ihre elektrische Länge L_{el} beträgt $500\text{ }\mu\text{m}$.

5.2 Herstellung von Makroporen in Silizium

Während Silizium sich in wässrigen alkalischen Ätzlösungen chemisch leicht auflösen lässt, ist es gegenüber einem Ätzangriff durch wässrige Säuren sehr resistent. Nur in Ver-

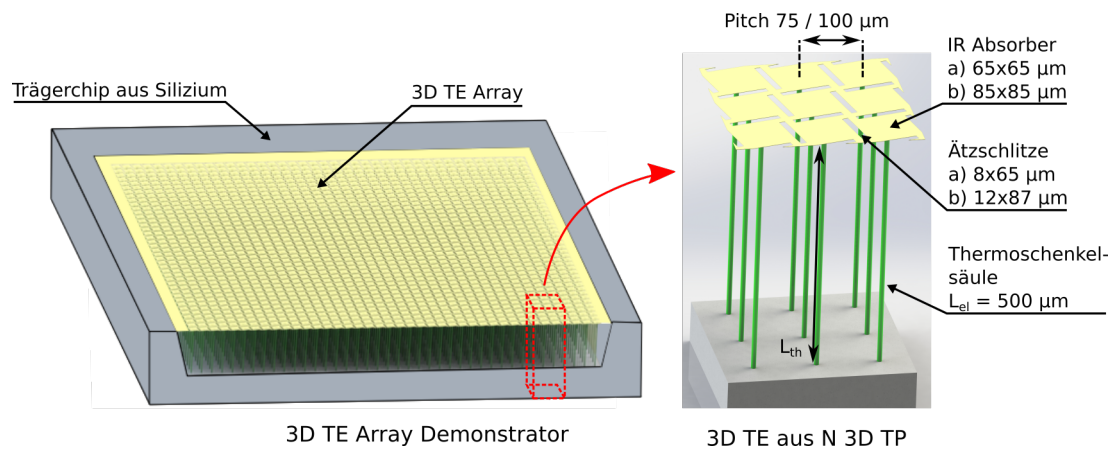


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung eines 3D TE-Array-Demonstrators. Die Grundstruktur besteht aus periodisch angeordneten 3D TP, welche zu 3D TE verschaltet werden. Die Array-Größe besteht aus 8×8 Elementen. Es werden der Pitch der 3D TP und die Kantenlänge der IR Absorberflächen variiert. Die elektrische Länge der 3D TP ist konstant.

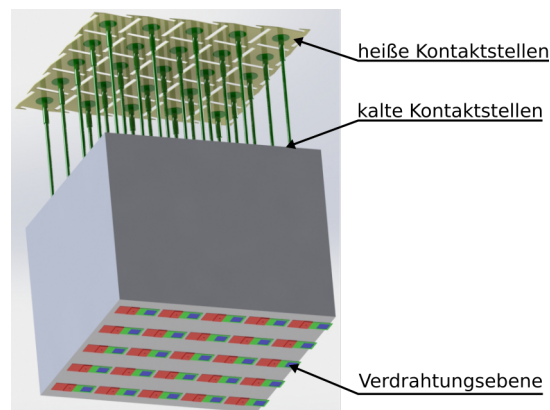


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der Verdrahtungsebene eines 3D TE-Array-Demonstrators. Die 3D TP werden auf der Chiprückseite elektrisch in Reihe zu 3D TE verschaltet.

bindung mit Flusssäure (HF) ist eine Auflösung unter Bildung eines SiF_6^{2-} -Komplexes zu beobachten, wenn Defektelektronen (Löcher) im Valenzband des Siliziums an der Si/HF-Grenzfläche vorhanden sind. Zur Generierung von Defektelektronen kann das Siliziumsubstrat mit Licht bestrahlt werden. Ein solches Ätzverfahren wird als lichtinduziertes elektrochemisches Ätzen (engl.: photo-assisted electrochemical etching, PEACE) bezeichnet. Es existiert eine Vielzahl unterschiedlicher Modelle, welche die Herstellung von Poren unterschiedlicher Größen mittels PAECE sowohl in n- als auch p-dotiertem Silizium beschreiben [72–74]. Die in dieser Arbeit angewandte Prozessführung basiert auf den Designregeln von Lehman *et al.* [75, 76]. Er konnte 1990 erstmals ein geordnetes Makroporenwachstum in n-dotiertem Silizium demonstrieren [77].

Die prinzipielle Funktionsweise des PAECE Prozesses ist in Abb. 5.3 schematisch dargestellt. Das Ausgangssubstrat ist ein n-dotierter Siliziumwafer, der einseitig mit einer HF-Lösung in direktem Kontakt steht. Durch Bestrahlung der Waferrückseite mit Strahlung bei Wellenlängen unterhalb der Bandlückenwellenlänge von Si ($\lambda < 1100\text{ nm}$) werden Defektelektronen (Löcher) im Substrat erzeugt. Legt man eine anodische Vorspannung an das Siliziumsubstrat an, so werden die Defektelektronen zur Si/HF-Grenzfläche getrieben. Der Ätzprozess bzw. das Porenwachstum beginnt an Defektstellen in der Oberfläche, in denen sich die elektrischen Feldlinien konzentrieren. Ähnlich einem SCHOTTKY²-Kontakt in Sperrrichtung bildet sich auch längs der Si/HF-Grenzfläche eine Raumladungszone aus, welche den Porenspitzen folgt und die Defektelektronen am Erreichen der Porenwände hindert. Es kommt zum gleichförmigen Porenwachstum.

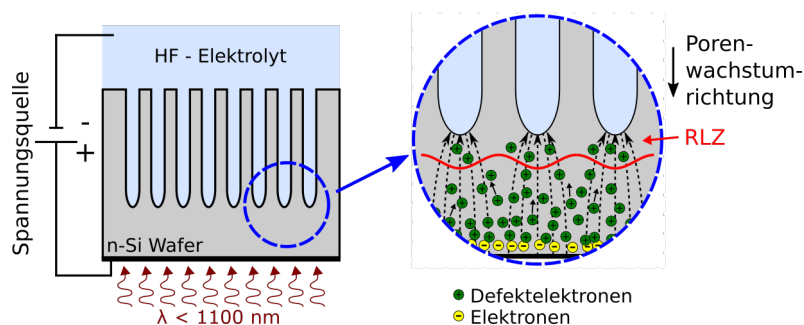


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des Makroporenätzens in n-Silizium mittels lichtinduziertem elektrochemischen Ätzen (PAECE).

Stabiles Porenwachstum

Die elektrochemischen Auflösungsmechanismen von Si in HF basieren im Wesentlichen darauf, dass Defektelektronen zum Bruch der Siliziumatombindungen an der Substratoberfläche führen. Die Form der Poren hängt somit davon ab, wo und wie viele Defektelektronen die Si/HF-Grenzfläche erreichen. Um ein gleichförmiges und stabiles Porenwach-

²Walter Hans Schottky: 1886-1976, deutscher Physiker und Elektrotechniker.

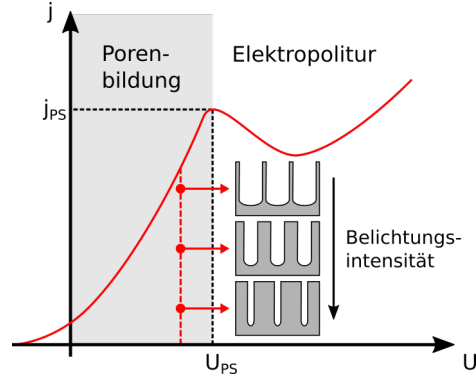


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung der Spannungs-Strom-Kennlinie eines n-typ Si/HF-Kontaktes bei starker Beleuchtung des Si-Substrates. Das Porenwachstum findet nur im Bereich unterhalb der kritischen Stromdichte j_{PS} und Spannung U_{PS} statt. Der Porendurchmesser variiert dabei mit der Beleuchtungsintensität. Oberhalb von j_{PS} findet Elektropolitur statt.

tum in n-dotiertem Silizium zu erzielen, müssen zwei Bedingungen in der Prozessführung erfüllt werden:

(1) Der durch die Defektelektronen hervorgerufene Ätzstrom j muss kleiner als die kritische Ätzstromdichte j_{PS} sein. In Abb. 5.4 ist die Spannungs-Strom-Kennlinie des Si/HF-Kontaktes im beleuchteten Fall dargestellt. Das Porenwachstum findet nur im Bereich des porösen Siliziums unterhalb von j_{PS} und U_{PS} statt. Innerhalb dieses Bereiches steigt der Porendurchmesser mit dem Ätzstrom j an, wobei j bei konstanter Vorspannung U über die Beleuchtungsintensität der Siliziumwaferückseite gesteuert werden kann. Oberhalb von U_{PS} kommt es zum Effekt des Elektropolierens. Hier wird die gesamte Siliziumoberfläche gleichmäßig geätzt. Die kritische Ätzstromdichte j_{PS} wurde empirisch bestimmt [75]. Sie hängt lediglich von der Konzentration c_{HF} (in Gew.%) und Temperatur T_{HF} der HF-Lösung ab:

$$j_{PS} = 3300 \frac{A}{cm^2} c_{HF}^{3/2} \exp\left(\frac{-E_a}{k_B T_{HF}}\right), \quad (5.1)$$

wobei $E_a = 0,345 \text{ eV}$ die Aktivierungsenergie und k_B die BOLTZMANN-Konstante ist.

(2) Die Porenwände müssen im Verlauf des Ätzprozesses vor Ätzangriffen geschützt werden. Wie eingangs dieses Kapitels erwähnt, sind Defektelektronen zum Auslösen des Ätzmechanismus von Si in HF notwendig. D.h. die Si-Oberfläche wird nur an den Stellen geätzt, an denen Defektelektronen die Si/HF-Grenzfläche erreichen. Ziel der Prozessführung muss es daher sein, die Feldlinien im Siliziumsubstrat möglichst in den Porenspitzen zu fokussieren und so eine Drift der Defektelektronen in den Zwischenraum der Poren zu minimieren. Da die Si/HF-Grenzfläche dem Verhalten eines SCHOTTKY-Kontaktes ähnelt, bildet sich an ihr auch eine Raumladungszone (RLZ), die sich überwiegend ins

Substrat erstreckt, aus. Die Bedingung der Porenwandpassivierung kann somit dadurch erfüllt werden, dass die Dotierung des Siliziumwafers N_D sowie die Anordnung der Poren im Array in etwa so aufeinander abgestimmt werden, dass der Abstand zwischen zwei Poren W_{Pore} höchstens der zweifachen Breite der RLZ entspricht [73, 78]:

$$W_{\text{Pore}} \leq 2 \cdot W_{\text{RLZ}} \quad (5.2)$$

mit

$$W_{\text{RLZ}} = \sqrt{\frac{2\epsilon_{\text{Si}}\epsilon_0 U}{eN_D}}, \quad (5.3)$$

wobei $\epsilon_{\text{Si}} = 11,9$ [79] die relative Dielektrizitätskonstante von Si, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante von Vakuum, e die Elementarladung ist. Die wirkende Spannung $U = U_{bi} - U_{Bias} - kT/e$ hängt hierbei vom inneren Potential U_{bi} der Si/HF-Kontaktfläche ($\approx 0,5$ V) und der angelegten Bias-Spannung U_{Bias} ab.

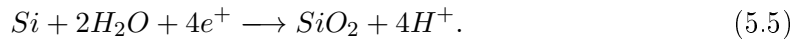
Lehmann zeigte, dass bei einer gleichmäßigen Porenanordnung die Bedingung aus Gln. 5.2 nicht unbedingt erfüllt sein muss. In solch einem Fall kann der Porendurchmesser über den Ätzstrom j bestimmt werden [75]. Wird j so eingestellt, dass sich die Defektelektroden in der Porenspitze konzentrieren, so nimmt im Umkehrschluss die Defektelektrodenkonzentration von der Porenspitze zu den Porenwänden stark ab und sie sind geschützt.

Auflösungsmechanismen

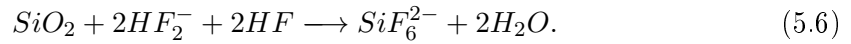
Im Wesentlichen wird das elektrochemische Ätzen von Silizium durch zwei Auflösungsmechanismen hervorgerufen. Im anodischen Bereich unterhalb j_{PS} und U_{PS} beobachtet man die divalente Auflösung von Silizium gepaart mit der Entwicklung von Wasserstoff und der Injektion eines Elektrons [72, 78]:



Für anodische Stromdichten oberhalb von j_{PS} und U_{PS} beobachtet man eine tetravalente Auflösung des Siliziums, die in zwei Schritten abläuft. Zuerst wird Silizium unter dem Verbrauch von vier Defektelektroden anodisch oxidiert:



Das gebildete Siliziumoxid wird anschließend chemisch durch HF gelöst:



Die tetravalente Auflösungsreaktion des Siliziums hinterlässt im Vergleich zur divalenten Auflösung eine glatte Siliziumoberfläche. Man bezeichnet diesen Mechanismus daher auch als Elektropolieren.

5.3 Herstellungsablauf

5.3.1 Der Formwafer

Das Ausgangssubstrat zur Herstellung der 3D TP ist ein Siliziumwafer mit definiert angeordneten Durchgangslöchern, im Folgenden als Formwafer bezeichnet. Zur Herstellung der Durchgangslöcher wurde ein zweistufiger Ätzprozess entwickelt, bei dem zunächst tiefe Makroporen mit hohem Aspektverhältnis mittels PAECE geätzt werden. Anschließend werden die Makroporen rückseitig definiert mittels DRIE geöffnet. Der gesamte Prozessablauf ist in Abb. 5.5 dargestellt.

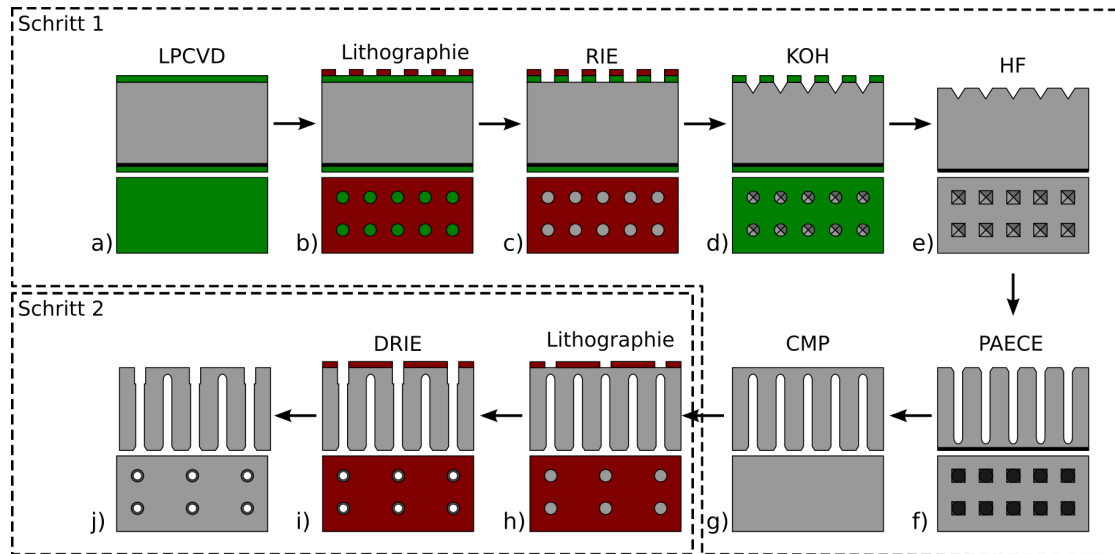


Abbildung 5.5: Prozessablauf zur Herstellung eines Formwafers. Schrittfolge 1: Ätzen von Makroporen mittels PAECE, Schrittfolge 2: selektives Öffnen der Makroporen mittels DRIE.

Das Ausgangssubstrat des Formwafers ist ein 150 mm (100) Siliziumwafer. Er ist 510 μm dick, n-Typ mit Phosphor dotiert und hat einen spezifischen Widerstand von 93 Ωcm . Auf der unpolierten Rückseite wird eine ca. 3 μm tiefe n^+ -Schicht mittels POCl_3 -Diffusion erzeugt. Diese Schicht bildet eine niederohmige transparente Rückseitenelektrode auf dem Siliziumwafer und dient der elektrischen Kontaktierung beim PAECE Prozess. Sie hat einen spezifischen Flächenwiderstand von etwa 3 Ω/sq .

Wie in Kap. 5.2 erläutert, findet das Porenwachstum beim PAECE Prozess an Stellen in der Waferoberfläche statt, in denen sich die elektrischen Feldlinien konzentrieren und die Defektelektronen die Si/HF-Grenzfläche erreichen können. Ein definiert verteiltes Porenwachstum kann daher durch die Vorgabe von künstlichen Störstellen, den sogenannten Ätzpunkten, erzwungen werden. Eine gängige Methode zur Erzeugung von Ätzpunkten ist das nasschemische Ätzen von inversen Pyramiden mittels Kaliumhydroxid (KOH).

Hierfür wird der Siliziumwafer zunächst mit einer ätzresistenten Maskierungsschicht aus 90 nm Siliziumnitrid (Si_3N_4) mittels LPCVD (engl.: low pressure chemical vapour deposition) überzogen (Abb. 5.5a). Anschließend wird in die Si_3N_4 -Schicht ein ganzflächiges Muster aus Kreislöchern mit 5 μm Durchmesser im Pitch von 12,5 μm mittels Fotolithographie und reaktivem Ionenätzen (engl.: reactive ion etching, RIE) strukturiert (Abb. 5.5b-c). Im nachfolgenden Ätzschritt in einer 33 Gew.-%igen KOH-Lösung bei 80 °C bilden sich an den offenliegenden Siliziumstellen invertierte Pyramidenstrukturen mit einer wohldefinierten Tiefe aus (siehe Kap. 5.3.3). Abschließend wird die übrige Si_3N_4 -Schicht in einer 10 Gew.-%igen HF-Lösung bei Raumtemperatur vollständig entfernt (Abb. 5.5d-e).

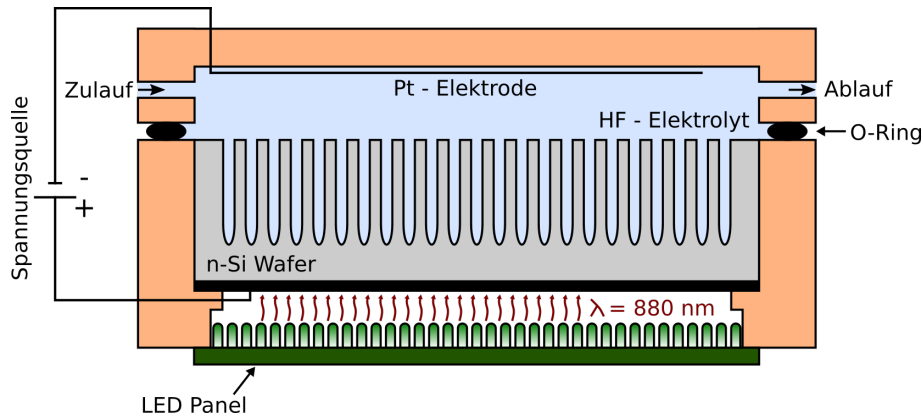


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung einer Ätzzelle zur Erzeugung von Makroporen in n-Silizium mittels lichtinduziertem elektrochemischem Ätzen (PAECE).

Nachdem die Ätzpunkte gesetzt und der Wafer gereinigt wurde, wird er mittels PAECE geätzt. Eine PAECE Ätzzelle ist schematisch in Abb. 5.6 dargestellt. Die Ätzzelle ist aufgeteilt in zwei Kammern, die durch den Wafer voneinander getrennt sind: die Ätzkammer und die Belichtungskammer. In der Ätzkammer wird die Waferseite mit den Ätzpunkten kontinuierlich mit einer 6 Gew.-%igen HF-Lösung bei 9 °C umspült. Um Blasenbildungen in den Poren infolge von freiwerdendem Wasserstoff zu reduzieren, wurde der Ätzlösung ein nicht-ionisches Netzmittel (NCW 1001 von Wako Chemicals) beige-mischt. Blasenbildungen innerhalb der Poren würden sonst den Medien austausch und damit das Porenwachstum stören. In der Belichtungskammer wird der Wafer zum einen über vergoldete Nadelspitzen an der n^+ -Schicht ohmsch kontaktiert und zum anderen von einem Panel aus 384 LEDs mit Licht der Wellenlänge 880 nm bestrahlt. Die Bestrahlungsintensität ist regelbar. Als Gegenelektrode zur n^+ -Schicht befindet sich in der Ätzkammer ein Platindraht. Als Bias-Spannung U_{Bias} werden während des Ätzprozesses 2,4 V angelegt. Da mit wachsender Porentiefe die Konzentration c_{HF} der Ätzlösung an den Porenspitzen abnimmt, muss der Ätzstrom j für ein gleichmäßiges Porenwachstum über die Steuerung der Belichtungsintensität sukzessive reduziert werden (Gln. (5.1)).

Der PAECE Prozess wird bei einer Porentiefe von etwa $470\text{ }\mu\text{m}$ gestoppt. Vorversuche haben gezeigt, dass bis zu dieser Tiefe ein sehr gleichmäßiges Porenwachstum erzielt wird. Wird der Abstand der Porenspitzen zur n^+ -Schicht zu gering, so konnte stets eine Entartung der Porengeometrie beobachtet werden. Die Porendurchmesser betragen $5\text{ }\mu\text{m}$. Dieser Geometrieparameter resultiert einzig aus der Prozessführung und hängt nicht von der Größe der Ätzpunkte ab. Nach dem PAECE Prozess wird die n^+ -Schicht mittels chemisch-mechanischem Polierens (CMP) vollständig entfernt und die Waferrückseite geglättet. Der Wafer wird durch das CMP in etwa um $5\text{ }\mu\text{m}$ gedünnt. Die Abb. 5.7 zeigt das hergestellte Makroporen-Array im Querschnitt.

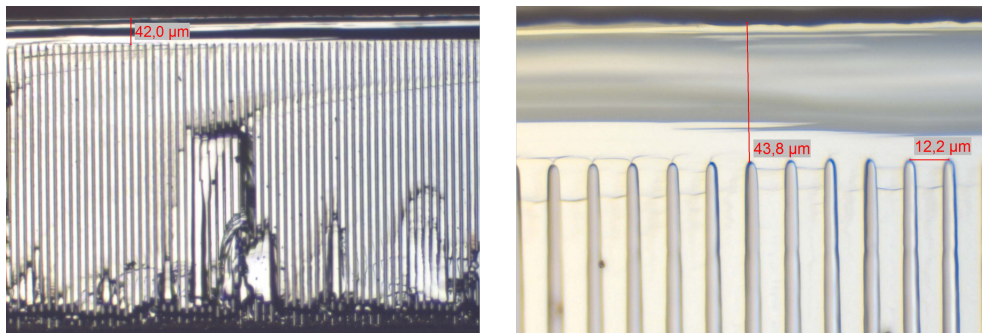


Abbildung 5.7: Lichtmikroskopaufnahme des mittels PAECE hergestellten Makroporen-Arrays im Querschnitt an einer Waferbruchkante.

Im zweiten Schritt zur Herstellung des Formwafers werden die Makroporen selektiv zu Durchgangslöchern geöffnet. Hierfür werden auf der noch geschlossenen Waferseite die Positionen der Durchgangslöcher mittels Fotolithographie definiert und anschließend das Silizium mittels reaktivem Ionentieftätzen (engl.: deep reactive ion etching, DRIE) bis zum Erreichen der Makroporen geätzt (Abb. 5.9). Die DRIE-Löcher haben einen Durchmesser von $8\text{ }\mu\text{m}$. Das DRIE, auch als Bosch-Prozess bekannt, ist ein stark anisotropes Trockenätzverfahren, das die Herstellung von Strukturen mit hohem Aspektverhältnis in Silizium ermöglicht [80]. Es basiert auf einer alternierenden Abfolge von Ätz- und Passivierungsschritten. Dabei wird das Si mittels SF_6 geätzt und mit CF_4 passiviert (Abb. 5.8). Auf Grund der isotropen Ätzcharakteristik von SF_6 bilden sich beim DRIE keine glatten Seitenwände aus. Mit jedem Ätzzyklus entstehen sogenannte Scallops. Eine ausführliche Beschreibung des DRIE-Prozesses ist in [81] zu finden. Nach dem DRIE-Prozess wird der Wafer im Plasma-Ofen gereinigt und die Herstellung des Formwafers ist abgeschlossen.

5.3.2 Abscheiden und Strukturieren der Funktionschichten

Mit dem Formwafer als Ausgangssubstrat werden im zweiten Herstellungsabschnitt die 3D TP in mehreren Materialabscheide- und Strukturierungsschritten hergestellt. Zunächst wird eine ätzresistente Passivierungsschicht aufgebaut, welche in erster Linie die

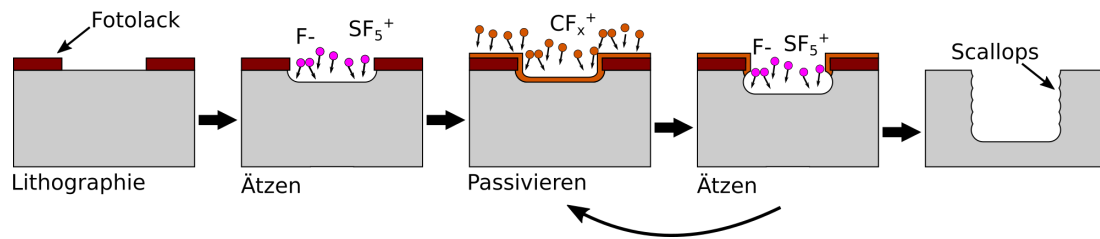


Abbildung 5.8: Prozessablauf des reaktiven Ionentiefätzens.

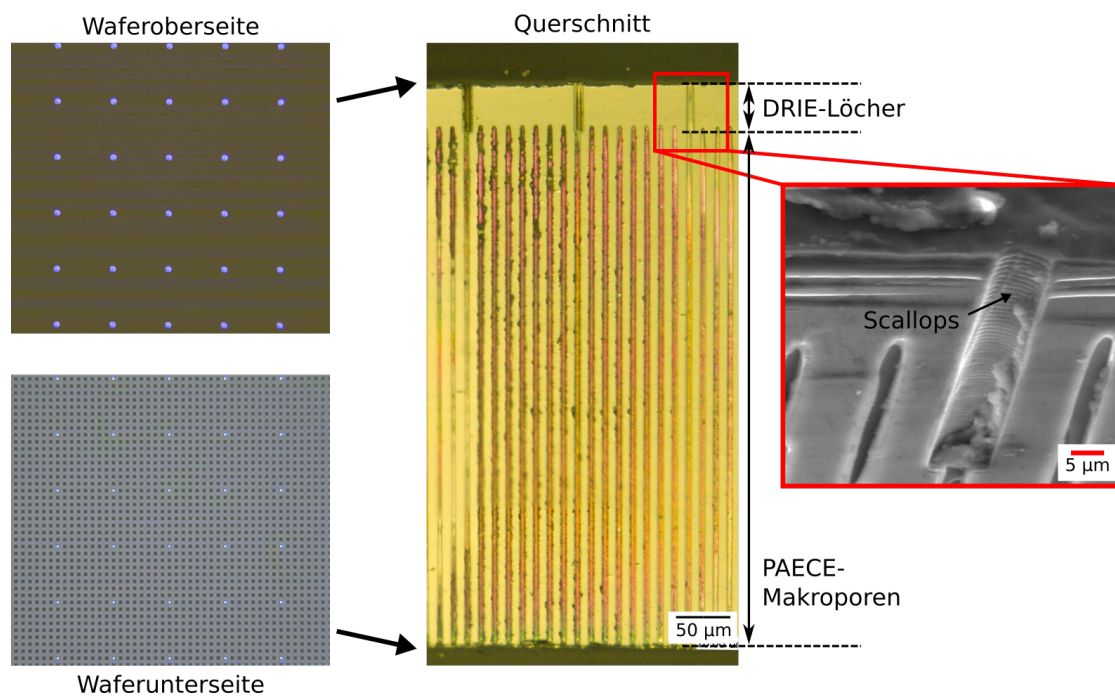


Abbildung 5.9: Hergestellter Formwafer mit Durchgangslöchern im Durchlicht (links) und im Querschnitt an einer Waferbruchkante (rechts).

3D TP vor dem nasschemischen KOH-Ätzen zum Entfernen des Bulk-Si schützen soll. Zusätzlich erhöht sie die mechanische Stabilität der 3D TP im freigelegten Zustand. Anschließend werden die funktionalen Materialschichten abgeschieden und strukturiert. Zuletzt folgt der Aufbau der IR Absorberfläche mit der auch die Durchgangslöcher versiegelt werden.

Zum Freilegen der 3D TP ist eine stabile Passivierungsschicht notwendig, welche die funktionalen Schichten der 3D TP vor dem nasschemischen Ätzangriff schützt. Innerhalb der Durchgangslöcher, d.h. um die Thermoschenkelsäule, wird eine Passivierungsschicht aus Siliziumdioxid (SiO_2) und Si_3N_4 aufgebaut. Beide Materialien weisen eine hohe Selektivität gegenüber KOH-Lösungen auf. Prinzipiell würde daher auch nur eines der beiden Materialien als Passivierungsschicht genügen. Der Formwafer hat jedoch, durch den PAECE-Prozess bedingt, unterschiedliche Oberflächenmaße auf beiden Waferseiten (s. Kap. 5.4.1), was stets zu einem Ungleichgewicht der Schichtspannungen der abgeschiedenen Materialien führt und in einer Verbiegung des Wafers (Wafer-Bow) resultiert. Gewölbte Wafer führen zu erschwerter Handhabung und zu Inhomogenitäten in vielen Herstellungsprozessen. SiO_2 und Si_3N_4 haben entgegengesetzt wirkende Schichtspannungen. Scheidet man einen Schichtstapel aus beiden Materialien ab, so kann durch die Anpassung der jeweiligen Schichtdicken die resultierende Schichtstapelspannung kompensiert und dem Wafer-Bow entgegengewirkt werden. Das Schichtsystem aus SiO_2 und Si_3N_4 wird oft zur Herstellung stresskompensierter Strukturen in der Mikrosystemtechnik eingesetzt.

Als erste Materialschicht werden 530 nm SiO_2 feucht-thermisch auf dem Formwafer aufgewachsen. Bei diesem Prozess, der sogenannten thermischen Oxidation, handelt es sich nicht um ein Abscheideverfahren im eigentlichen Sinne, sondern um einen Umwandlungsprozess. Bei einer Temperatur von 1050 °C reagiert das Silizium der Waferoberfläche mit dem Sauerstoff (O_2) in der Prozesskammer und wandelt sich um (Abb. 5.10) [69]. Im Fall der 3D TP hat dieser Effekt den Vorteil, dass dadurch die Scallops im DRIE-Loch und der scharfkantige Übergang zur Makropore geglättet bzw. abgerundet und so die Homogenität der nachfolgenden Si_3N_4 -Schicht begünstigt werden. Ein weiterer Vorteil ist, dass die Oxidation von Natur aus reaktionsbegrenzt abläuft und so auch komplexe Geometrien oder solche mit hohen Aspektverhältnissen sehr gleichmäßig beschichtet werden können. Als zweite Schicht des Passivierungstapels werden 84 nm Si_3N_4 mittels LPCVD abgeschieden.

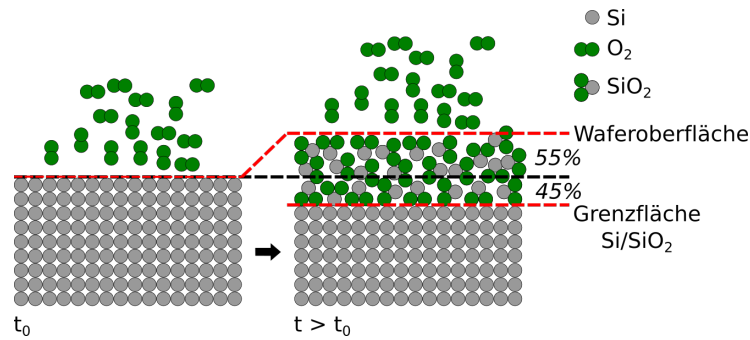


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung des SiO_2 -Wachstums bei der thermischen Oxidation von Silizium. Bezogen auf die Ausgangslage wächst das SiO_2 zu 45 % in und zu 55 % auf die Siliziumoberfläche.

Auf den Passivierungsstapel folgen als Thermoschenkelmaterialien 530 nm positiv dotiertes Polysilizium (p-PolySi) und 450 nm negativ dotiertes Polysilizium (n-PolySi), galvanisch getrennt durch eine 250 nm dicke Si_3N_4 Isolationsschicht (Abb. 5.11). Alle drei Schichten werden mittels LPCVD abgeschieden, wobei p-PolySi mit Bor und n-PolySi mit Phosphor in-situ dotiert sind.

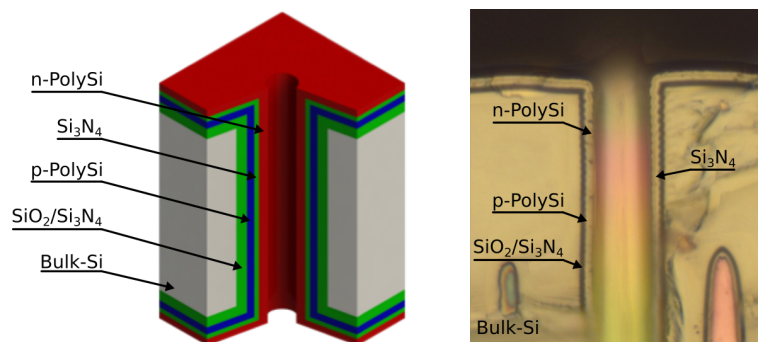


Abbildung 5.11: Auf den Formwafer abgeschiedener Schichtstapel zum Aufbau der 3D TP in schematischer Darstellung (links) und als Ansicht im Querschnitt an einer Bruchkante (rechts).

Nachdem die zum Aufbau der 3D TP notwendigen Materialschichten abgeschieden wurden, werden sie auf beiden Seiten des Wafers strukturiert. Die Reihenfolge der Waferseite ist dabei prinzipiell beliebig. In diesem Fall wird zunächst die Vorderseite mit den heißen Kontaktstellen bearbeitet. Der Prozessablauf ist in Abb. 5.12a schematisch zusammengefasst. Für die Strukturierung der heißen Kontaktstellen werden insgesamt zwei Lithographieschritte benötigt. Dabei werden mit der ersten Fotolackmaske das n-PolySi und die Si_3N_4 -Isolationsschicht trocken mittels reaktivem Ionenätzen (engl.: reactive ion etching, RIE) mit Stop auf p-PolySi strukturiert. Anschließend wird ganzflächig eine 300 nm dicke Aluminiumschicht mit 20 nm Titan als Haftvermittler gesputtert. Sie dient zum einen als

elektrische Verbindung zwischen beiden Thermoschenkeln und zum anderen als IR Reflektor und Wärmeleitschicht für die IR Absorberfläche. Mit der zweiten Fotolackmaske werden die Al-Metallisierung und das p-PolySi strukturiert. Das Al wird nasschemisch in einer Lösung aus Phosphor-, Essig- und Salpetersäure³ bei etwa 50 °C und das Ti in einer Wasserstoffperoxid-Ammoniak-Wasser-Lösung⁴ bei Raumtemperatur geätzt.

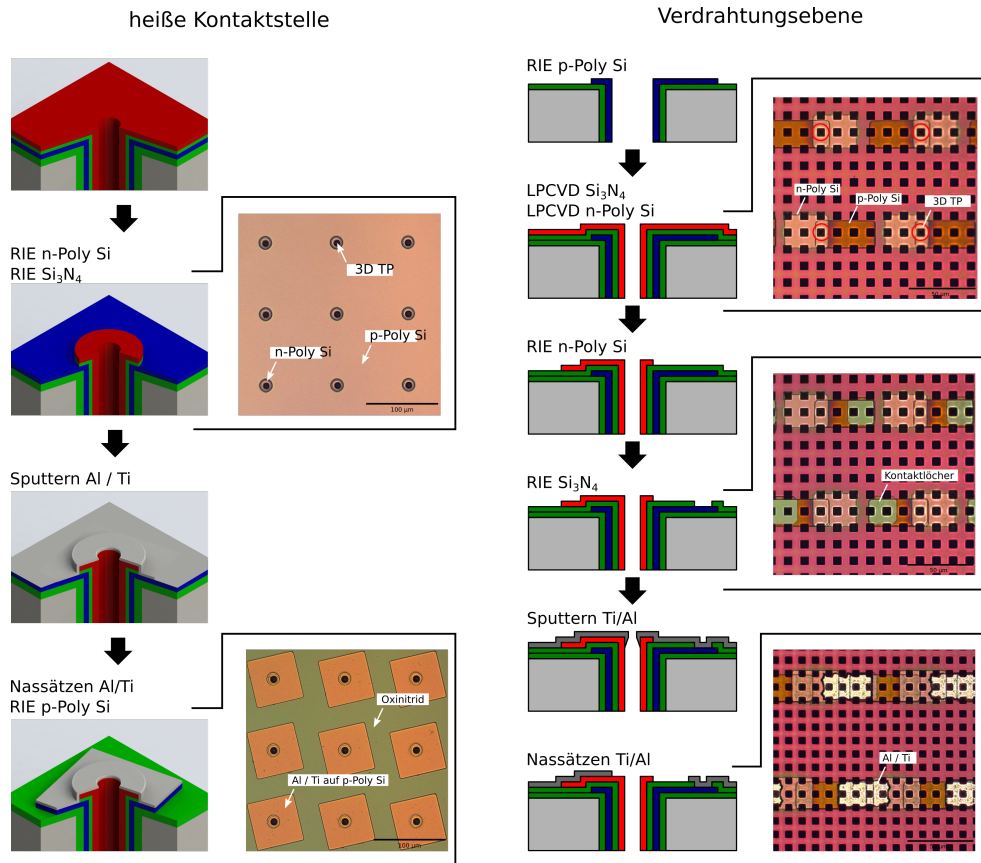


Abbildung 5.12: Prozessablauf zur Strukturierung der heißen und kalten Kontaktstellen der 3D TP.

Nach dem Strukturieren der heißen Kontaktstellen wird die Verdrahtungsebene auf der Waferrückseite aufgebaut. Auf der Verdrahtungsebene werden die 3D TP zu 3D TE elektrisch in Reihe verbunden und die 3D TE über ein Fan-Out zu Kontakt-Pads am Chiprand geführt, an denen die resultierenden Thermospannungen abgegriffen werden können. Zur Herstellung der Verdrahtungsebene werden insgesamt 4 Lithographieschritte benötigt (5.12b). Der erste Lithographieschritt findet bereits nach dem Abscheiden des p-PolySi statt. Hier werden die Leiterbahnen der p-PolySi-Thermoschenkel mittels

³Kommerzielle Ätzlösung PES 77-19-04 der Fa. BASF.

⁴Mischverhältnis 1:1:3.

RIE strukturiert. Dieser Zwischenschritt ist notwendig, um im 3D TE-Array Leiterbahnkreuzungen aufbauen zu können. Die strukturierten p-PolySi-Leiterbahnen werden von der nachfolgenden LPCVD Si_3N_4 -Isolationsschicht vollständig umhüllt, sodass kreuzende Al-Leiterbahnen zu keinen Kurzschlüssen führen. Im Folgenden werden die n-PolySi-Leiterbahnen und Kontaktlöcher in die Si_3N_4 -Schicht auf den p-PolySi-Leiterbahnen mit je einem Lithographieschritt mittels RIE geätzt. Abschließend wird ganzflächig eine Metallisierung aus 20 nm Ti und 1500 nm Al gesputtert und, analog zur Prozessierung der Wafervorderseite, nasschemisch im vierten Lithographieschritt strukturiert. Die Al-Schicht wurde deshalb so dick gesputtert, um möglichen Einflüssen der porösen Waferoberfläche auf den elektrischen Widerstand der Al-Leiterbahn entgegenzuwirken.

Nachdem die heißen Kontaktstellen und die Verdrahtungsebene der 3D TP prozessiert wurden, werden abschließend die Durchgangslöcher versiegelt, die IR Absorberflächen aufgebaut und Ätزشlitze zum Freilegen der 3D TP strukturiert. Hierfür werden auf die Waferseite der heißen Kontaktstellen zunächst nacheinander 100 nm Si_3N_4 mittels PECVD und 200 nm Siliziumkarbid (SiC) mittels Sputtern abgeschieden. Das SiC dient als Haftgrund für das nachfolgende ProTEK PSB. Vorversuche haben jedoch gezeigt, dass das gesputterte SiC eine gewisse elektrische Leitfähigkeit aufweist (etwa $140 \Omega \text{ cm}$). Um eventuelle Kurzschlüsse zwischen den heißen Kontaktstellen zu vermeiden, wird zusätzlich das Si_3N_4 als Isolationsschicht abgeschieden. Das plasmaunterstützte CVD (engl.: plasma-enhanced CVD, PECVD) ist ein CVD Verfahren, bei dem die notwendige Reaktionsenergie durch ein gezündetes Plasma in der Prozesskammer zugeführt wird. Dadurch läuft das PECVD bei geringen Temperaturen (250°C) ab und es können bereits metallisierte Wafer beschichtet werden. Beide Materialschichten werden zusammen mit dem darunter liegenden LPCVD Si_3N_4 und SiO_2 des Passivierungstapels in einem Lithographieschritt mittels RIE strukturiert und so die Ätزشlitze mit offenliegendem Silizium erzeugt. Zum Versiegeln der Durchgangslöcher wird anschließend eine $6,5 \mu\text{m}$ dicke ProTEK PSB Schicht aufgeschleudert und ebenfalls über den Ätزشlitzen entwickelt. ProTEK PSB ist ein lichtempfindliches und hoch alkaliresistentes Polymer der Firma Brewer Science. Es wurde als alternatives Ätzmaskenmaterial zu den herkömmlichen Hartmaskenmaterialien in der Bulk-Mikromechanik entwickelt [82]. Prinzipiell könnte auch die ProTEK PSB Schicht als Fotomaske dienen und so alle IR Absorberschichten in einem Prozessschritt strukturiert werden. Es hat sich jedoch gezeigt, dass beim RIE die ProTEK PSB Schicht zu stark angegriffen wird und es zu Undichtigkeiten an den Kanten der Durchgangslöcher kommt.

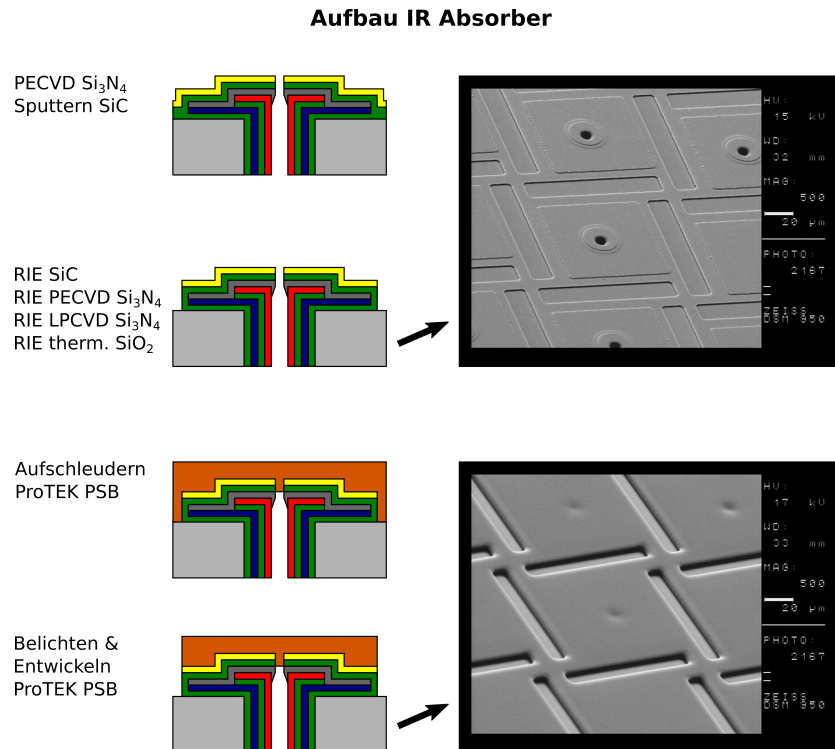


Abbildung 5.13: Prozessablauf zum Aufbau der IR Absorberflächen auf den heißen Kontaktstellen der 3D TP.

5.3.3 Freilegen der 3D TP

Im bis dato beschriebenen Zustand sind die 3D TE-Arrays prinzipiell fertiggestellt. Durch die hohe Wärmeleitfähigkeit von Silizium ($\approx 150 \text{ W}/(\text{m K})$) sind die heißen und kalten Kontaktstellen der 3D TP jedoch thermisch kurzgeschlossen, sodass sich bei Absorption von IR Strahlung kein nennenswerter Temperaturgradient ausbilden kann. Um die volle Funktionsfähigkeit zu erlangen, wird daher im letzten Herstellungsschritt das Siliziumsubstrat zwischen den 3D TP nasschemisch in einem Bad aus Kaliumhydroxid (KOH) entfernt.

Das nasschemische Ätzen von Silizium mit wässrigen KOH-Lösungen ist durch eine starke Anisotropie charakterisiert, die aus der Tatsache folgt, dass verschiedene Kristallebenen unterschiedlich schnell angegriffen und abgetragen werden. Bestimmte Hauptkristallebenen wie (100), (110) sowie Ebenen mit höheren Miller-Indizes werden schnell geätzt, wohingegen die (111)-Ebene als Ätzstoppebene gilt und nahezu unberührt bleibt. Je nach Konzentration und Temperatur der KOH-Lösung kann das Ätzratenverhältnis zwischen (100)- und (111)-Ebenen bis zu 100:1 betragen [83]. Aus den Eigenschaften der Anisotropie resultiert auf (100)-Siliziumwafern ein durch (111)-Ebenen begrenzter V-Graben als Grundform der möglichen Ätzstrukturen (Abb. 5.14a). Die Maße der Grundfläche des V-Grabens werden dabei einzig durch die Geometrie der Maskenöffnungen bestimmt. In

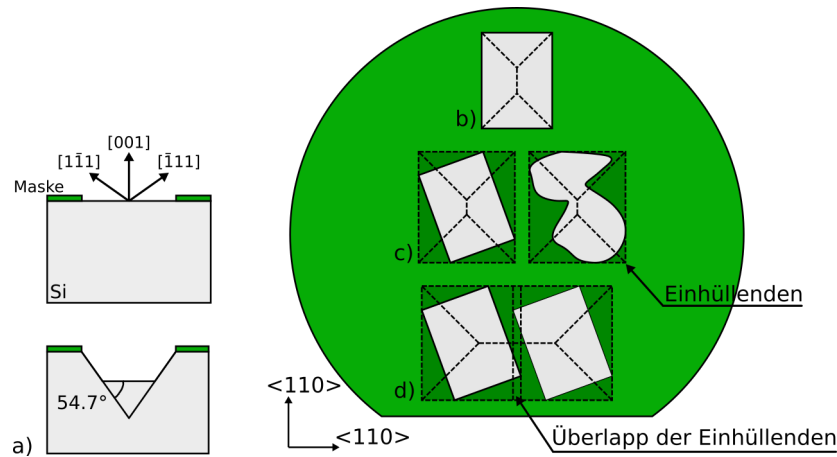


Abbildung 5.14: Schematische Darstellung des Ätzverhaltens von (100)-Silizium in KOH. a) und b) Die Grundätzform ist eine durch (111)-Ebenen begrenzte V-Grube. c) Abweichende Maskenöffnungskanten von $\langle 110 \rangle$ -Richtungen führen zur Vergrößerung der zu ätzenden Struktur. Es bildet sich eine Einhüllende aus den nächstmöglichen $\langle 110 \rangle$ -Richtungen. d) Überlappen sich die Einhüllenden mehrerer Maskenöffnungen, so bildet sich eine Gesamteinhüllende aus.

(100)-Si durchstoßen die (111)-Ebenen die Oberfläche längs $\langle 110 \rangle$ -Schnittgeraden. Liegen die Kanten der Maskenöffnung exakt in $\langle 110 \rangle$ -Richtung, so entsteht ein rechteckiger V-Graben, dessen Grundfläche durch die vier an den Kanten der Maskenöffnung startenden (111)-Ebenen begrenzt wird (Abb. 5.14b). Weichen die Maskenkanten jedoch von den $\langle 110 \rangle$ -Richtungen ab, so wird die Maskenöffnung soweit unterätzt, bis die Ätzfront die die Maskenöffnung einhüllenden (111)-Ebenen erreicht (Abb. 5.14c). Überlappen sich die (111)-Einhüllenden benachbarter Maskenöffnungen, so bildet sich eine Gesamteinhüllende, innerhalb derer alle Maskenstrukturen unterätzt werden (Abb. 5.14d). Dieser Effekt wird zum Freilegen der 3D TP genutzt.

Zum Freilegen der 3D TP müssen die lateral ausgedehnten IR Absorberflächen vollständig unterätzt werden. Um die geometriebegrenzende Ätzcharakteristik der (111)-Ebenen zu umgehen, wird der Effekt der Gesamteinhüllenden ausgenutzt. Hierfür sind die Ätzschlitze zum einen um 13° gegen den $\langle 110 \rangle$ -Flat des (100)-Wafers verkippt und zum anderen derart dimensioniert, dass sich die resultierenden $\langle 110 \rangle$ -Einhüllenden überlappen (Abb. 5.15a). Die Größe der Ätzschlitze variiert dabei mit dem Pitch der 3D TP (Abb. 5.16). Die begrenzenden (111)-Ebenen bilden sich damit nur am Rand des 3D TE-Arrays aus. Der zeitliche Verlauf des Freilegens der 3D TP kann in zwei Phasen eingeteilt werden. Mit Start des Ätzprozesses setzt die laterale Ätzphase ein. In dieser Phase bilden sich die Einhüllenden der einzelnen Ätzschlitze aus bis sie sich überlappen und die resultierende Ätzfront Richtung Thermoschenkelsäule propagiert. Sobald die laterale Ätzfront die Thermoschenkelsäule erreicht, geht der Ätzprozess in die vertikale Ätzphase

über. Erst ab diesem Punkt werden die Ebenen mit höheren Miller-Indizes um die runde Thermoschenkelsäule von KOH angegriffen und das 3D TP freigelegt. Der zeitliche Verlauf ist in Abb. 5.15b qualitativ dargestellt⁵.

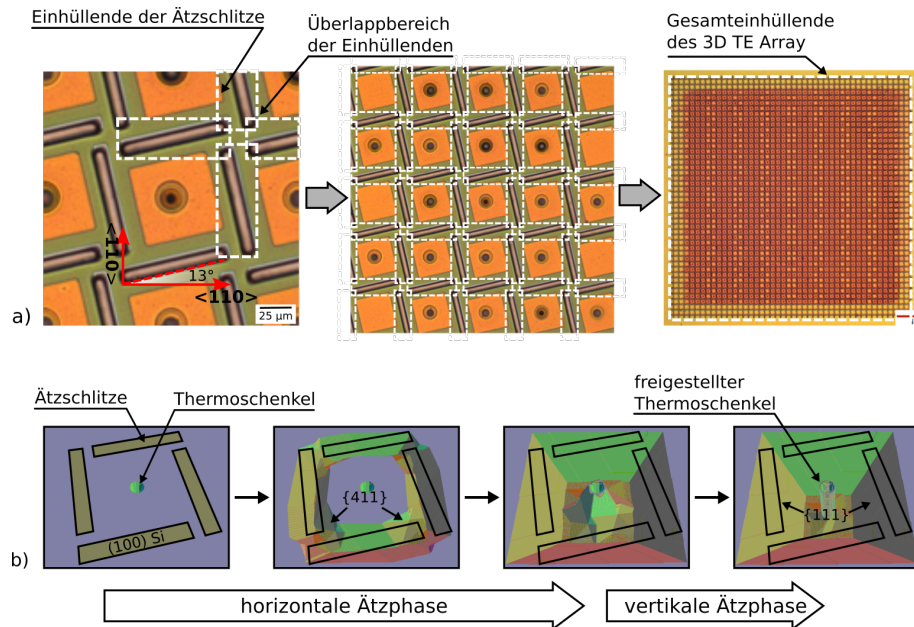


Abbildung 5.15: a) Gesamteinhüllende aller Ätزشlitze im 3D TE-Array. b) Qualitative Simulation des zeitlichen Verlaufs des Ätzprozesses.

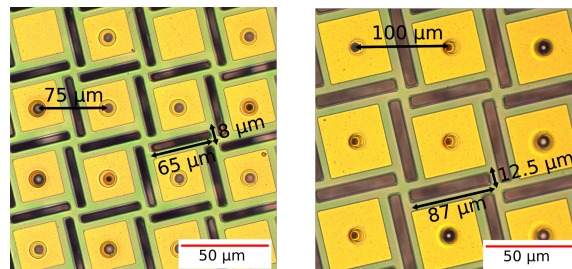


Abbildung 5.16: Ätزشlitze in der IR Absorberschicht zur Ätzung des Formwafers zwischen den 3D TP. Ätزشlitze bei 3D TP mit Pitch von $75 \mu\text{m}$ (links) und $100 \mu\text{m}$ (rechts).

Mit dem Ziel die Leistungsfähigkeit der 3D TP in Abhängigkeit ihrer thermischen Länge, d.h. der freigelegten Thermoschenkellänge, zu charakterisieren, werden die 3D TE-Array vor dem KOH-Ätzen mittels Sägen vereinzelt. Anschließend werden sie in einer eigens für

⁵Software: Anisotropic Crystalline Etching Simulator (ACES) von Zhu Z. und Liu C., University of Illinois.

diesen Zweck hergestellten Einzelchip-Ätzdose in die KOH-Lösung getaucht (Abb. 5.17). Im Stadium der Prozessentwicklung bietet dieses Vorgehen zwei Vorteile: zum einen kann ein und dasselbe 3D TE-Array mehrfach nacheinander geätzt und zwischendurch charakterisiert werden und zum anderen führt ein eventueller Durchbruch von KOH in ein 3D TP nicht zur Zerstörung des gesamten Wafers. Der Ätzvorgang findet in einem 1000 ml Becherglas auf einer regelbaren Heizplatte und dem Einsatz eines Magnetrührers statt. So wird die Ätzbadtemperatur konstant gehalten und der Ätzmedienaustausch an der Oberfläche des 3D TE-Array-Chips begünstigt. Als Ätzmedium wird eine 20 Gew.-%ige KOH-Lösung bei 70 °C benutzt. Die 3D TE-Arrays werden insgesamt in drei Ätzzyklen von je 120 min geätzt. Damit ergibt sich für jedes Array eine Gesamtätzzeit von 6 Stunden.

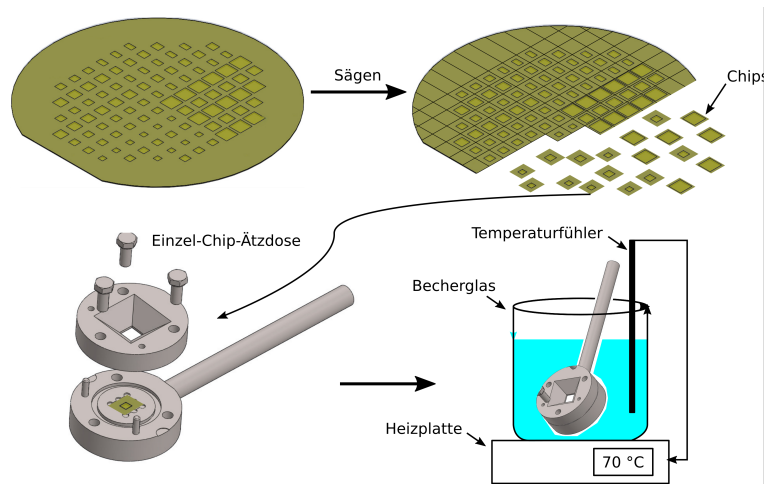


Abbildung 5.17: Die 3D TE-Arrays werden mittels Sägen vereinzelt und anschließend in einer Einzelchip-Ätzdose geätzt. Die KOH-Lösung wird in einem Becherglas auf einer regelbaren Heizplatte auf Temperatur gehalten.

5.4 Besonderheiten und Grenzen des Herstellungsprozesses

5.4.1 Herstellung des Formwafers

Der Aufbau des Formwafers bringt gewisse Herausforderungen für die Handhabung und Prozessierung des Wafers mit sich. So stellt die poröse Oberfläche der Waferrückseite ein Problem für die standardmäßige Lithographie mit Einsatz von Hotplates dar. Idealerweise sollte der Formwafer zur Herstellung von 3D TP nur an den Stellen Makroporen haben, an denen auch Durchgangslöcher gewollt sind. Die Geometrie und insbesondere die Positionen der Makroporen werden beim PAECE Prozess jedoch stark durch die Dotierung und damit den spezifischen Widerstand des zu ätzenden Si Substrates limitiert (s. Kap. 5.2). Für den Zusammenhang zwischen der Dotierung und dem erzielbaren Pitch der Makroporen in n-Si liefert Lehman *et al.* [72] eine Daumenregel, wonach die Dotierdichte des Substrates (in cm^{-3}) in etwa der Porendichte (in μm^{-2}) multipliziert

mit 10^{16} entsprechen soll. Demnach bräuchte man für einen Porenpitch von $75\text{ }\mu\text{m}$ ein n-Si Substrat mit etwa $2500\text{ }\Omega\text{cm}$ oder für einen Porenpitch von $100\text{ }\mu\text{m}$ ein n-Si Substrat mit etwa $4400\text{ }\Omega\text{cm}$. Solche Si-Substrate sind sehr teuer und konnten im Rahmen dieser Arbeit nicht geordert werden. Abgesehen vom Si-Substrat ist auch die PAECE Anlage selbst ein begrenzender Faktor. Bei der im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten PAECE Anlage handelt es sich um einen Prototypen, der in seiner Form eigens für die Siemens AG konstruiert und aufgebaut wurde. In mehreren Versuchsreihen zur Evaluierung der Prozessgrenzen hat sich das Porenwachstum in $93\text{ }\Omega\text{cm}$ n-Si bei einem Pitch von $12,5\text{ }\mu\text{m}$ als besonders stabil und homogen erwiesen. Bei größeren Pitches brach der PAECE Prozess oft aufgrund von zu starken Schwankungen in der Regelungstechnik ab. Aus diesem Grund wurden diese Prozessparameter auch zur Herstellung des Formwafers benutzt und die Durchgangslöcher mittels DRIE in einem Vielfachen des PAECE-Poren-Pitches geöffnet. Dies führt dazu, dass zwischen den 3D TP „tote“ Makroporen stehen.

Prinzipiell ist der DRIE-Prozess zum Ätzen von Strukturen mit hohen Aspektverhältnissen geeignet. Mit wachsender Strukturtiefe sind jedoch eine Verjüngung der Struktur sowie eine Abnahme der Ätzrate zu beobachten. Mit der in dieser Arbeit zur Verfügung stehenden DRIE Anlage⁶ konnte für Strukturen mit einem Durchmesser von $5\text{ }\mu\text{m}$ ein Aspektverhältnis von lediglich 20:1 erzielt werden. Damit eignet sich der DRIE-Prozess in diesem Fall zum Öffnen der PAECE-geätzten Makroporen, jedoch nicht, um vollständige Durchgangslöcher in ein $510\text{ }\mu\text{m}$ dickes Si-Substrat zu ätzen.

5.4.2 Lithographie auf porösen Oberflächen

Die poröse Rückseite der Formwafer und insbesondere die Durchgangslöcher stellen eine Herausforderung an die Prozessführung in der Lithographie dar. Anders als es bei typischen Wafern der Fall ist, können die Formwafer nicht ohne weiteres zum Belacken auf einen Vakuumchuck in der Belackerstation platziert werden. Durch die poröse Oberfläche besteht die Gefahr, dass das Vakuum den Formwafer nicht ausreichend stark ansaugt und dieser beim Rotieren vom Chucks abfällt. Darüber hinaus würden die Durchgangslöcher dazu führen, dass der Fotolack an diesen Stellen abgesogen und dadurch nicht nur die Fotolackschicht beschädigt, sondern auch die Anlage verunreinigt werden würde. Um diese Probleme zu umgehen, wird der Formwafer vor jedem Lithographieschritt auf der dem Chuck zugewandten Seite mit einer UV empfindlichen Folie laminiert (Abb. 5.18). Damit entsteht eine geschlossene Oberfläche und der Formwafer kann problemlos auf dem Vakuum-Chuck fixiert werden. Am Ende der Lithographieschritte wird die Folie durch Bestrahlung mit UV Licht rückstandsfrei wieder entfernt.

Ein weiterer Punkt, den es zur Lithographie auf der porösen Oberfläche zu beachten gilt, ist die Wahl eines geeigneten Fotolacks. Die wichtigste Eigenschaft, die der Fotolack in diesem Zusammenhang erfüllen muss, ist eine Viskosität zu haben, die hoch genug ist, um über den Öffnungen der Makroporen und der Durchgangslöcher eine geschlossene Lack-schicht zu bilden, ohne an den Kanten abzureißen. In diesem Fall hat sich der Fotolack AZ4562 der Firma MicroChemicals GmbH als besonders geeignet erwiesen. Er zählt zu

⁶IPC Anlage der Firma Surface Technology Systems.



Abbildung 5.18: Um die Formwafer zum Belacken auf dem Vakuumchuck platzieren zu können, wird der Formwafer einseitig mit einer UV empfindlichen Folien laminiert.

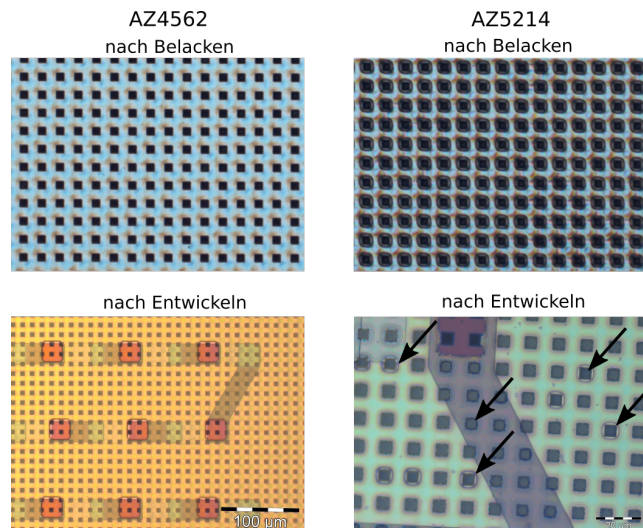


Abbildung 5.19: Fotolacke auf der porösen Oberfläche. Höherviskose Fotolacke bilden eine geschlossene Lackschicht über den Makroporen (links), Niederviskose Fotolacke tendieren zum Kantenabriss (rechts).

den „Dicklacken“ und wird typischerweise mit Schichtdicken von $6,2\text{ }\mu\text{m}$ bei 4000 U/min aufgeschleudert. Versuche mit Fotolacken niedrigerer Viskosität, wie dem AZ5212, zeigten starke Lackabrisse an den Porenkanten, die letztlich zu beschädigten PolySi-Leiterbahnen und Kurzschlüssen in den Leiterbahnkreuzungen führten (Abb. 5.19).

Ein weiteres Problem stellen in der Prozessführung der Lithographie die Temperaturschritte auf der Hotplate dar. Zum einen würde die Folie bei Temperaturen von $210\text{ }^{\circ}\text{C}$ bei direktem Kontakt zur Hotplate schmelzen. Zum anderen haben Versuche mit einem Proximity-Abstand des Formwafers zur Hotplate gezeigt, dass durch den schlagartigen Temperaturanstieg das in den Makroporen eingeschlossene Gasvolumen ebenfalls schlagartig expandiert und dadurch die Fotolackschicht aufgebläht wird (Abb. 5.20). Eine Lösung hierfür bietet der Umstieg von der Hotplate zum Umluftofen. Zwar dauern die Temperaturprozesse im Umluftofen länger, dafür kann der schlagartige Temperaturanstieg im Formwafer vermieden werden. Im Umluftofen wird der Wafer von allen Seiten gleichmäßig erwärmt, was einige Vorteile für die Stabilität der Fotolackschicht mit sich bringt. Zum einen heizt der Fotolack nicht von der Kontaktfläche zum Wafer nach außen

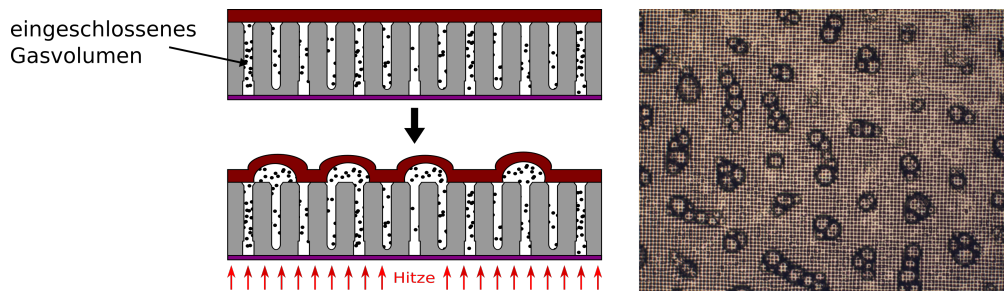


Abbildung 5.20: Eingeschlossene Gasvolumina im Formwafer dehnen sich bei Wärmezufuhr aus und beschädigen die Fotolackschicht.

hin aus, sondern das Ausheizen beginnt an der Fotolackoberfläche. Dadurch „verhärtet“ sich der Fotolack auf der Oberfläche und bietet eine gewisse Stabilität gegen das Aufblähen. Zum anderen hat der Fotolack durch die langsamere Expansion des Gasvolumens mehr Zeit zum Relaxieren. Experimentell konnte eine Backzeit von 20 min bei 180 °C als idealer Prozessparameter sowohl für den Soft- als auch für den Hard-Bake bestimmt werden.

Es soll an dieser Stelle noch erwähnt werden, dass der Effekt des Aufblähens des Fotolacks auch beim RIE-Prozess beobachtet werden konnte. Aus diesem Grund wurden die RIE Schritte auf den Formwafern in mehreren kurzen Zyklen alternierend zwischen Ätz- und Abkühlphasen durchgeführt, um zu starke Temperaturanstiege im Formwafer zu vermeiden.

5.4.3 Beschichten von Geometrien mit hohen Aspektverhältnissen

Zur Abscheidung von homogenen Materialschichten in den Durchgangslöchern des Formwafers ist es notwendig, dass es beim Abscheideprozess nicht zum sogenannten Flaschenhalseffekt (engl.: bottleneck effect) kommt (Abb. 5.21). Dabei akkumulieren die reaktionsfähigen Teilchen begünstigt durch eine mangelnde Oberflächenmigration und einen erhöhten Auftreffwinkel an den Lochkanten und die Durchgangslöcher wachsen zu [69].

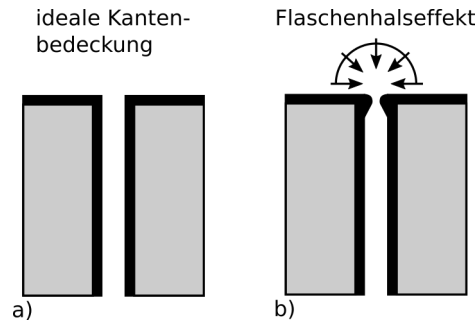


Abbildung 5.21: Schematische Darstellung der Kantenbedeckung beim CVD-Verfahren.
a) Ideale Kantenbedeckung bei großer Oberflächenmigration bzw. Diffusionskoeffizienten des Reaktanten. b) Flaschenhalseffekt bei geringer freier Weglänge und erhöhtem Auftreffwinkel auf der Lochkante.

Die thermische Oxidation von Silizium ist ein ideales Abscheideverfahren zur Herstellung von sehr homogenen SiO_2 -Schichten auf Strukturen mit hohen Aspektverhältnissen. Durch die Eigenschaft, dass bei diesem Prozess die Siliziumatome der Oberfläche Schicht um Schicht mit dem Sauerstoff in der Atmosphäre reagieren, kommt es mit steigender Oxiddicke zur Verlangsamung der Reaktionsrate und das homogene Schichtwachstum wird selbststabilisierend. Je dicker die SiO_2 -Schicht wird, desto länger wird die Diffusionszeit der Sauerstoffatome bis sie auf reaktionsfähige Siliziumatome treffen. In Folge haben die Sauerstoffatome genügend Zeit um sich gleichmäßig über die Oberfläche zu verteilen.

Eine wichtige Bedingung zur Abscheidung von homogenen Materialschichten in den Durchgangslöchern mittels CVD ist eine reaktionsbegrenzte Prozessführung, wodurch es zu einem Überangebot an reaktionsfähigen Teilchen kommt und sie so genügend Zeit haben, um sich mittels Diffusion im Gasstrom über die gesamte Oberfläche des Formwafers zu verteilen und gleichmäßig abzulagern. Die gleichmäßige Verteilung auch auf komplexen Strukturen kann zudem durch eine zusätzliche Absenkung des Druckbereiches in der Prozesskammer (engl.: low pressure CVD, LPCVD) begünstigt werden. Eine CVD gilt als reaktionsbegrenzt, wenn die CVD-Zahl

$$N_{CVD} = k_B T \delta \cdot \frac{k_s}{D} < 1 \quad (5.7)$$

mit

$$D = D_0 \cdot \frac{T^m}{p} \quad (5.8)$$

ist [69]. Dabei ist δ die Dicke der PRANDTL⁷schen Grenzschicht in der Gasströmung, k_s die spezifische Reaktionsrate, $m = 1.5 \dots 2$ und $D_0 = 0.1 \dots 1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Die in dieser Arbeit

⁷Ludwig Prandtl: 1875-1953, deutscher Ingenieur.

zur Abscheidung von Si_3N_4 und n-PolySi benutzten Prozessparameter der LPCVD waren $T_{Si_3N_4} = 770^\circ C$ und $p_{Si_3N_4} = 200$ mTorr bzw. $T_{n-PolySi} = 580^\circ C$ und $p_{n-PolySi} = 300$ mTorr. Die Gln. (5.7) war damit stets erfüllt. Die p-PolySi-Schicht wurde extern von der Fa. centrotherm thermal solutions GmbH abgeschieden.

Ein weiterer Vorteil der LPCVD ist die in der Regel sehr gute Kantenbedeckung [84]. Damit war es in Summe möglich, in einem $5\mu m$ großen Durchgangsloch einen Materialschichtstapel von etwa $1,8\mu m$ Dicke über die gesamte Länge sehr homogen abzuschneiden, ohne dass es zum Flaschenhalseffekt kam.

5.4.4 Freilegen der 3D TP

Im gesamten Herstellungsprozess hat sich das Freilegen der 3D TP als schwierigster Prozessabschnitt herausgestellt. Um die 3D TP erfolgreich freilegen zu können, muss sichergestellt werden, dass

- die Durchgangslöcher im Formwafer vollständig versiegelt sind,
- die strukturierten Kanten der IR Absorberflächen nicht unterätzt werden und,
- dass die 3D TP der mechanischen Belastung beim KOH-Ätzprozess standhalten.

ProTEK PSB weist eine sehr gute Beständigkeit gegenüber KOH-Lösungen auf und es lässt sich mittels Spin-Coating beschichten. Vorversuche mit ganzflächig beschichteten Siliziumwafern haben gezeigt, dass geschlossene ProTEK PSB-Schichten Ätzzeiten von über 8 Stunden in 33 Gew.-%igen KOH-Lösung bei $80^\circ C$ überstehen⁸. Es sind weitaus längere Ätzzeiten anzunehmen. Durch die hohe Viskosität können $8\mu m$ breite Durchgangslöcher mit einer $5\mu m$ ProTEK PSB-Schicht zuverlässig versiegelt werden, ohne dass die Lackkante abreißt. Kritisch hingegen sind strukturierte ProTEK PSB-Schichten. An deren Kanten kann die KOH-Lösung die Grenzflächen zum Untergrund direkt angreifen und die ProTEK PSB-Schicht unterätzen. Die chemische Stabilität der Grenzfläche hängt stark vom Untergrundmaterial und der KOH-Konzentration ab. Rahim *et al.* [85] zeigte, dass ProTEK PSB auf thermischem SiO_2 sehr gute Haftungseigenschaften aufweist. In einer 20 Gew.-%igen KOH-Lösung bei $80^\circ C$ konnte er nach 6 Stunden Ätzzeit eine Unterätzung von nur 5 - 7 % nachweisen. ProTEK PSB direkt auf Silizium ist hingegen sehr instabil. In dieser Materialkombination wurden Unterätzungen von 40 - 50 % beobachtet. Dem Aufbau geschuldet, kann auf den IR Absorberflächen der 3D TP kein SiO_2 als Untergrund für ProTEK angeboten werden. Eigene Untersuchungen unterschiedlicher Materialkombinationen zeigten, dass ProTEK PSB auf gesputtertem SiC ebenfalls sehr gute Haftungseigenschaften zeigt. Nach 210 min Ätzzeit in 20 Gew.-%igen KOH-Lösung bei $80^\circ C$ konnte keine nachweisbare Unterätzung der ProTEK PSB-Kante beobachtet werden. Ein weiterer Vorteil von SiC ist, dass dieses Material selbst hoch inert gegenüber

⁸Der Ätzvorgang wurde nach 8 Stunden abgebrochen.

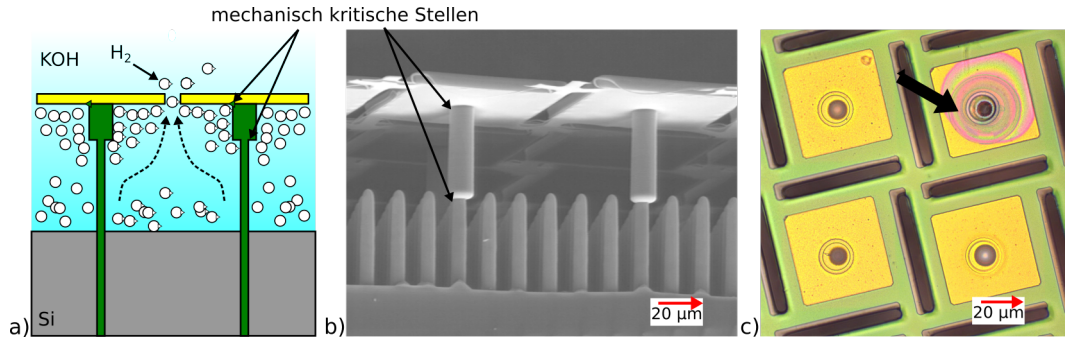
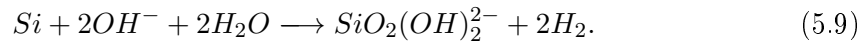


Abbildung 5.22: a) Schematische Darstellung der mechanischen Belastung von 3D Thermopaaren während des KOH-Ätzens durch H_2 -Bläschen, b) mechanisch kritische Stellen im REM, c) typisches Fehlerbild bei beschädigten 3D Thermopaaren an kritischen Stellen.

KOH ist [86]. Mit ProTEK PSB auf SiC konnte letztlich eine IR Absorberfläche aufgebaut werden, welche zum einen das Durchgangsloch stabil versiegelt und zum anderen auch bei Ätzzeiten von bis zu 360 min keine Unterätzung an den Kanten zeigt.

Um die dritte Bedingung zum erfolgreichen Freilegen der 3D TP zu erfüllen, muss eine geeignete KOH-Lösung gewählt werden. Beim Ätzen von Silizium mittels KOH entsteht Wasserstoff (H_2), der in Form von Gasbläschen zur Oberfläche aufsteigt [83, 87]:



Das Maß der H_2 -Gasbläschenbildung hängt dabei von der Ätzrate und damit von der Konzentration und Temperatur der KOH-Lösung ab (Tab. 5.1). Je höher die Ätzrate ist, desto stärker ist die Gasbläschenbildung. Beim Freilegen der 3D TP muss die Ätzrate der KOH-Lösung derart gewählt werden, dass das entstehende H_2 vollständig durch die Ätzschlitze in der IR Absorberfläche entweichen kann. Ist die Ätzrate zu hoch, so sammeln sich die überschüssigen H_2 -Gasbläschen unterhalb den IR Absorberflächen an und üben einen mechanischen Druck auf sie aus (Abb. 5.22a-b). Wird der Druck zu stark, kommt es zu Rissen in der Übergangsstelle von IR Absorberfläche zur Thermoschenkelssäule und damit zur Zerstörung der funktionalen Schichten der 3D TP. Ein typisches Fehlerbild dieses Effektes sind konzentrische Ätzfronten, die sich innerhalb der Al-Schicht des IR Absorbers vom Durchgangsloch ausgehend ausbreiten (Abb. 5.22c). Mit einer 20 Gew.-%igen KOH-Lösung bei 70 °C konnte ein passender Kompromiss zwischen Ätzrate und mechanischer Stabilität der 3D TP gefunden werden.

5.5 Hergestellte 3D TE-Array-Demonstratoren

Mit dem zuvor beschriebenen Herstellungsprozess wurden im Rahmen dieser Arbeit mehrere 3D TE-Array-Demonstratoren aufgebaut, die sich in der Anzahl der 3D TP pro 3D TE sowie der Kantenlänge der IR Absorberfläche unterscheiden. Die Grundform aller

| (100) Silizium | | | | | | | | | | (110) Silizium | | | | | | | | | |
|----------------|-----------------|-----|-----|------|------|-----|-----|-----|------|----------------|-----------------|-----|------|------|-----|-----|-----|-----|------|
| % KOH | Temperatur [°C] | | | | | | | | | % KOH | Temperatur [°C] | | | | | | | | |
| | 20° | 30° | 40° | 50° | 60° | 70° | 80° | 90° | 100° | | 20° | 30° | 40° | 50° | 60° | 70° | 80° | 90° | 100° |
| 10 | 1,49 | 3,2 | 6,7 | 13,3 | 25,2 | 46 | 82 | 140 | 233 | 10 | 2,2 | 4,8 | 10,1 | 20,1 | 38 | 71 | 126 | 216 | 362 |
| 15 | 1,56 | 3,4 | 7,0 | 14,0 | 26,5 | 49 | 86 | 147 | 245 | 15 | 2,3 | 5,1 | 10,6 | 21,2 | 40 | 74 | 132 | 228 | 381 |
| 20 | 1,57 | 3,4 | 7,1 | 14,0 | 26,7 | 49 | 86 | 148 | 246 | 20 | 2,3 | 5,1 | 10,7 | 21,3 | 41 | 75 | 133 | 229 | 383 |
| 25 | 1,53 | 3,3 | 6,9 | 13,6 | 25,9 | 47 | 84 | 144 | 239 | 25 | 2,3 | 5,0 | 10,4 | 20,6 | 39 | 73 | 129 | 222 | 372 |
| 30 | 1,44 | 3,1 | 6,5 | 12,8 | 24,4 | 45 | 79 | 135 | 225 | 30 | 2,1 | 4,7 | 9,8 | 19,4 | 37 | 68 | 121 | 209 | 350 |
| 35 | 1,32 | 2,9 | 5,9 | 11,8 | 22,3 | 41 | 72 | 124 | 206 | 35 | 2,0 | 4,3 | 8,9 | 17,8 | 34 | 63 | 111 | 192 | 321 |
| 40 | 1,17 | 2,5 | 5,3 | 10,5 | 19,9 | 36 | 64 | 110 | 184 | 40 | 1,7 | 3,8 | 8,0 | 15,9 | 30 | 56 | 99 | 171 | 285 |
| 45 | 1,01 | 2,2 | 4,6 | 9,0 | 17,1 | 31 | 55 | 95 | 158 | 45 | 1,5 | 3,3 | 6,9 | 13,7 | 26 | 48 | 85 | 147 | 246 |
| 50 | 0,84 | 1,8 | 3,8 | 7,5 | 14,2 | 26 | 46 | 79 | 131 | 50 | 1,2 | 2,7 | 5,7 | 11,3 | 22 | 40 | 71 | 122 | 204 |
| 55 | 0,66 | 1,4 | 3,0 | 5,9 | 11,2 | 21 | 36 | 62 | 104 | 55 | 1,0 | 2,2 | 4,5 | 9,0 | 17 | 31 | 56 | 96 | 161 |
| 60 | 0,50 | 1,1 | 2,2 | 4,4 | 8,4 | 15 | 27 | 47 | 78 | 60 | 0,7 | 1,6 | 3,4 | 6,7 | 13 | 24 | 42 | 72 | 121 |

Tabelle 5.1: Ätzzraten für (100)- und (110)-Silizium in [$\mu\text{m}/\text{h}$] für unterschiedliche KOH-Konzentrationen und Ätzbadtemperaturen nach [83].

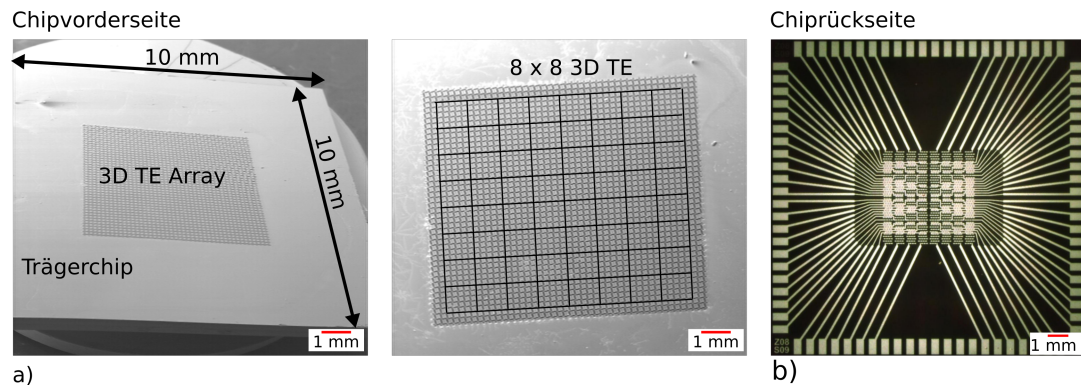


Abbildung 5.23: Grundform der hergestellten 3D TE-Array Demonstratoren. a) Chipvorderseite mit den heißen Kontaktstellen der 3D TP, b) Verdrahtungsebene auf der Chiprückseite.

Demonstratoren ist jedoch stets gleich. Der Trägerchip besteht aus Silizium und hat eine Kantenlänge von $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$. Das 3D TE-Array ist mittig platziert und besteht aus 8×8 Elementen (Abb. 5.23a). Die 64 3D TE werden auf der rückseitigen Verdrahtungsebene über ein Fan-out⁹ auf $250\mu\text{m} \times 500\mu\text{m}$ große Kontaktpads am Rand des Trägerchips geführt (Abb. 5.23b). Die Grundform des Trägerchips und die Arraygröße resultieren aus dem zur Verfügung stehendem Messaufbau (s. Kap. 6.3). Innerhalb dieser Array-Grundform wurde die Größe der 3D TE zwischen 19, 42 und 88 in Reihe geschalteten 3D TP variiert (Abb. 5.24). Der Pitch der 3D TP wurde dabei zwischen $75\mu\text{m}$ und $100\mu\text{m}$ variiert, woraus sich die Kantenlängen der IR Absorberflächen von $65\mu\text{m}$ und $85\mu\text{m}$ ergeben (s. Kap. 5.1). Eine Übersicht der hergestellten Varianten ist in Tab. 5.2 gegeben.

Als weiterer Geometrieparameter wurde die thermische Länge L_{th} der 3D TP variiert, indem das Bulk-Si des Trägerchips zwischen den 3D TP in insgesamt 3 Ätzyklen von

⁹Unter einem Fan-Out (engl.: to fan out, deutsch: sich auffächern) versteht man das Herausführen kleinster elektrischer Anschlüsse über Leiterbahnen zu größeren, leichter kontaktierbaren Kontaktflächen.

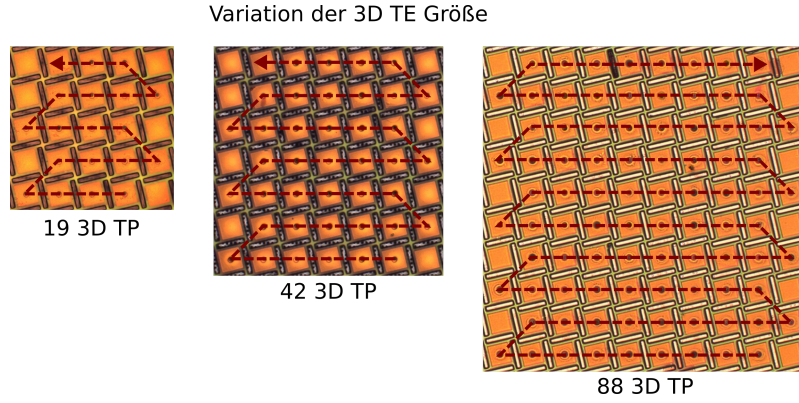


Abbildung 5.24: Größe der hergestellten 3D TE bezogen auf die Anzahl der 3D TP.

Tabelle 5.2: Zusammenfassung aller Varianten der hergestellten 3D TP, 3D TE und 3D TE-Array.

| 3D TP | | | | 3D TE | | 3D TE-Array | |
|---------------|--------------------------------|------------------|------------------|------------|--------------------|--------------|--------------------|
| Pitch [μm] | IR Abs.fläche b_{AB} [μm] | L_{el} [μm] | L_{th} [μm] | #TP pro TE | Größe [μm × μm] | #TE | Größe [μm × μm] |
| 75 | 65 | 500 | 47 | 19 | 375×375 | 8×8 | 3000×3000 |
| | | | 113 | 42 | 525×525 | | 4200×4200 |
| | | | 188 | 88 | 750×750 | | 6000×6000 |
| 100 | 85 | 500 | 79 | 19 | 500×500 | 8×8 | 4000×4000 |
| | | | 157 | 42 | 700×700 | | 5600×5600 |
| | | | 231 | 88 | 1000×1000 | | 8000×8000 |

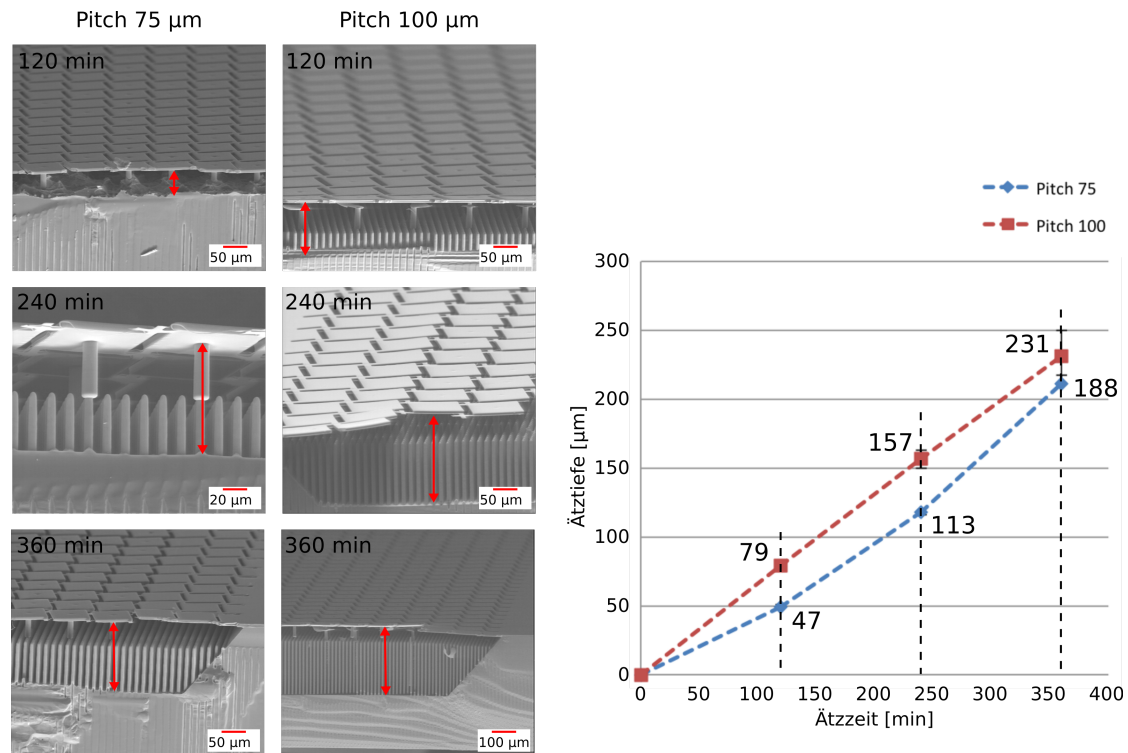


Abbildung 5.25: Ätztiefe bzw. die thermische Länge der 3D TP in Abhängigkeit von der Ätzzeit und der IR Absorberflächengröße.

je 120 min geätzt wurde. Die erreichten Ätztiefen bzw. thermischen Längen sind in Abb. 5.25 dargestellt. Erwartungsgemäß sollten die Ätztiefen der 3D TP mit kleinerer IR Absorberfläche bei gleichen Ätzzeiten tiefer sein. Je kleiner die IR Absorberfläche ist, desto schneller ist sie unterätzt und desto schneller beginnt die vertikale Ätzphase. In diesem Fall ist jedoch genau das Gegenteil zu sehen. Der Grund hierfür liegt im Entwicklungsprozess der ProTEK PSB-Schicht. Wie es sich in lichtmikroskopischen Untersuchungen zeigte, lief die Entwicklung der kleineren Ätzschlitze nicht vollständig ab. In den Ätzschlitzen waren noch Reste von ProTEK PSB deutlich erkennbar. Daher wird angenommen, dass auch eventuell ein dünner ProTEK PSB-Film in den Ätzschlitzen vorhanden war, der zu Beginn des ersten Ätzzykluses zunächst von KOH durchbrochen werden musste und es dadurch zu einem verzögerten Ätzangriff auf das Bulk-Si kam. Solche Rückstände konnten in den größeren Ätzschlitzen nicht beobachtet werden. Ab dem zweiten Ätzzyklus ist eine gleichmäßige Ätzrate bei beiden IR Absorberflächengrößen zu beobachten. Ein Einfluss der Ätzschlitzgröße auf den Ätzmedien austausch kann daher ausgeschlossen werden.

6 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel wird die experimentelle Charakterisierung der hergestellten 3D TE-Array Demonstratoren im Hinblick auf die Empfindlichkeit, die spezifische Detektivität, die thermische Zeitkonstante sowie das Absorptionsvermögen des IR Absorbers beschrieben. Zusätzlich werden auch die thermoelektrischen Eigenschaften der 3D TP bestimmt.

6.1 Der Seebeck-Koeffizient

Teststrukturen zur Bestimmung des SEEBECK-Koeffizienten α_{TP} von Mikrothermopaaren sind zahlreich in der Literatur zu finden [88, 89]. Unabhängig von ihrem Aufbau richtet sich das Funktionsprinzip dabei stets nach Gln. (3.9), wonach α_{TP} aus der Messung der Thermospannung U_{th} bei bekannter Temperaturdifferenz ΔT zwischen den heißen und kalten Kontaktstellen der Thermopaare bestimmt werden kann. Die Geometrie der Thermopaare spielt dabei keine Rolle. Die in dieser Arbeit hergestellte SEEBECK-Teststruktur zur Bestimmung von α_{TP} der 3D TP ist in Abb. 6.1a zu sehen. Sie besteht aus 5 planaren Thermopaaren mit 100 μm breiten und 4 mm langen Thermoschenkeln aus n- und p-Polysilizium. An dem heißen Ende der Thermopaare verläuft ein mäanderförmiger Heizwiderstand aus Aluminium, der nach dem Prinzip der JOULEschen Erwärmung als Wärmequelle dient. Zusätzlich befinden sich an beiden Enden der Thermopaare Temperatursensoren (TS1, TS2), die ebenfalls aus einer mäanderförmigen Al-Leiterbahn bestehen und nach dem thermoresistiven Effekt (Gln. 3.10) arbeiten. Um fertigungsnahe Materialdaten bestimmen zu können, wurden insgesamt 4 SEEBECK-Teststrukturen über den Formwafer verteilt platziert und zusammen mit den 3D TE-Arrays aufgebaut. Der Messaufbau zur Bestimmung des SEEBECK-Koeffizienten ist in Abb. 6.2 schematisch dargestellt. Alle Mess- und Steuerungsgeräte sind über GPIB miteinander verbunden und werden von einem Computer aus mittels LabVIEW¹ angesteuert.

Vor Beginn der eigentlichen Messungen werden die Temperatursensoren kalibriert, indem der Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes β_{Al} der Al-Leiterbahnen bestimmt wird. Hierfür wird der gesamte Testchip über einem Thermo-Chuck erwärmt, ausgehend von 25 °C in 5 °C-Schritten bis auf 95 °C. Bei jedem Schritt wird der elektrische Widerstand $R_{el}(T)$ der Temperatursensoren gemessen. Gemittelt über alle Messwerte und Testchips konnte nach Gln. (3.10) ein TCR von $\beta_{Al} = (3,56 \pm 0,01) \times 10^{-3} \text{K}^{-1}$ bestimmt werden. Mit bekanntem β_{Al} kann schließlich durch Messen der elektrischen Widerstände der Temperatursensoren die absolute Temperatur an den Enden der Thermopaare bestimmt werden.

¹Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench (LabVIEW): Grafisches Programmiersystem von der Fa. National Instruments.

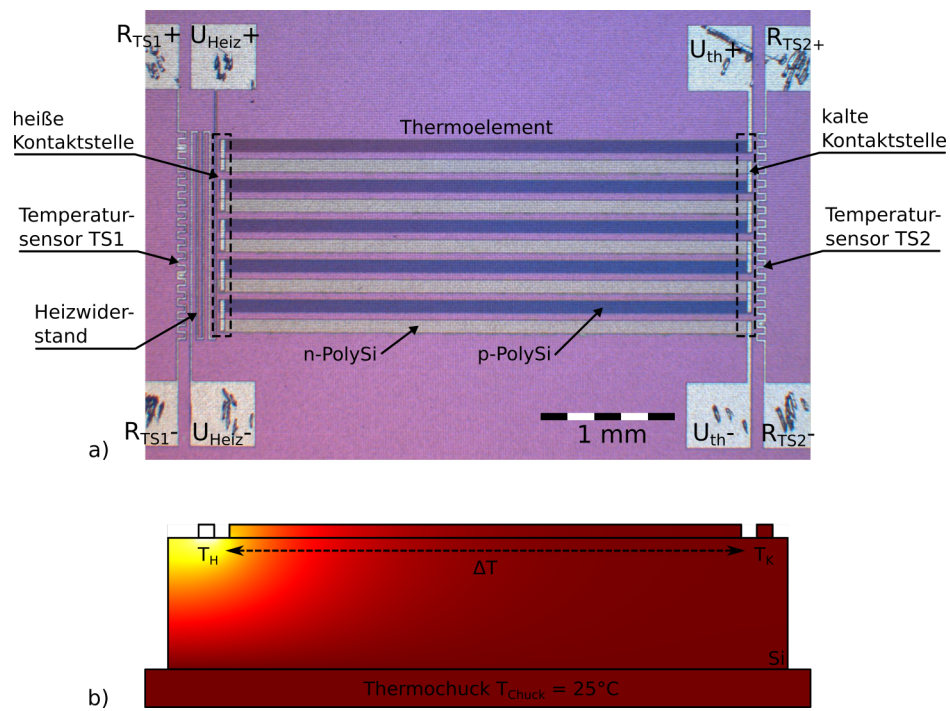


Abbildung 6.1: a) Hergestellte SEEBECK-Teststruktur zur Bestimmung des SEEBECK-Koeffizienten eines n-PolySi/p-PolySi-Thermopaars. b) Simulation der Temperaturverteilung innerhalb des Testchips bei aktivem Heizwiderstand.

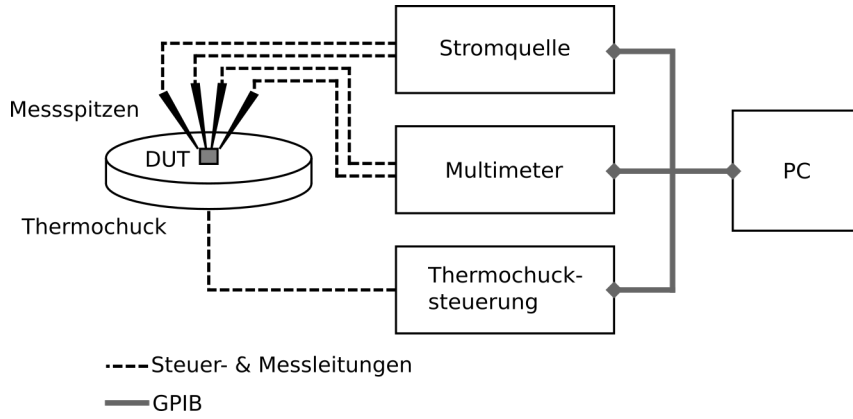


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Bestimmung des SEE-BECK-Koeffizienten der 3D TP.

Die Messungen zur Bestimmung des SEEBECK-Koeffizienten werden bei einer konstanten Chuck-Temperatur von $T_{Chuck} = 25^\circ\text{C}$ durchgeführt. Damit werden zum einen definierte und reproduzierbare Messbedingungen geschaffen. Zum anderen wirkt dadurch die gesamte Grundfläche des Testchips als Wärmesenke, sodass der Heizwiderstand nur seine nähere Umgebung auf der Testchipoberfläche erwärmt und sich ein Temperaturgradient längs der Thermopaare ausbilden kann. Die erzeugte Wärmeenergie wird größtenteils ins Bulk-Si „abgesogen“ (Abb. 6.1b). Ohne die Wärmesenke würde sich aufgrund der hohen Wärmeleitfähigkeit von Silizium der gesamte Testchip gleichmäßig erwärmen und es würde sich keine Thermospannung an den Thermopaaren ausbilden können. In der eigentlichen Messreihe wird die Wärmeleistung des Heizwiderstandes über eine Spannungsquelle U_{Heiz} ausgehend von 0 V bis zur Spannungsbegrenzung bei 10 V in 1 V-Schritten erhöht und jeweils die R_{el}^{TS1} , R_{el}^{TS2} und U_{th} gemessen. Aus den Messwerten ergibt sich schließlich der SEEBECK-Koeffizient des Thermopaars gemäß Gln. (3.10) und (3.9) zu

$$\alpha_{TP} = \frac{U_{th}(U_{Heiz})}{5 \cdot [T(R_{el}^{TS1}(U_{Heiz})) - T(R_{el}^{TS2}(U_{Heiz}))]} \quad (6.1)$$

Die Ergebnisse der Messreihen von allen vier SEEBECK-Teststrukturen sind in Abb. 6.3 dargestellt. Im Mittel konnte ein SEEBECK-Koeffizient von $\alpha_{TP} = 418 \mu\text{V/K}$ für das hergestellte n-PolySi/p-PolySi-Thermopaar bestimmt werden.

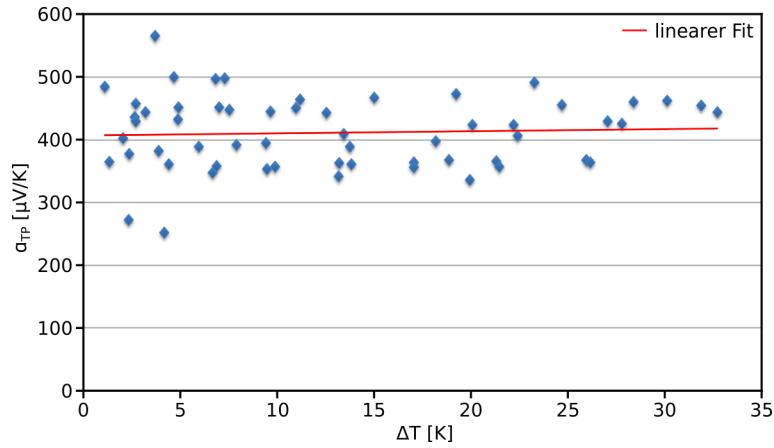


Abbildung 6.3: Messungen des SEEBECK-Koeffizienten der n-PolySi/p-PolySi 3D TP.

6.2 Das Absorptionsvermögen

Das spektrale Absorptionsvermögen A des IR Absorbers der hergestellten 3D TP wird mit Hilfe eines FT-IR Spektrometers (Fa. Bruker, Typ Vertex, Spektralbereich von $2\mu\text{m}$ bis $16,67\mu\text{m}$) bestimmt. Es ergibt sich unmittelbar aus dem spektralen Reflexionsvermögen $R(\lambda)$. Da Aluminium, wie in Kap. 4.2.2 erwähnt, ab einer Schichtdicke von 100 nm nahezu intransparent im gesamten infraroten Spektralbereich ist, folgt mit einem Transmissionsvermögen von $T = 0$ aus Gln. (4.22):

$$A(\lambda) = 1 - R(\lambda). \quad (6.2)$$

Optische Charakterisierungen von Materialien mit FT-IR Spektrometern basieren im Wesentlichen darauf, dass das zu untersuchende Material mit Strahlung unterschiedlicher Wellenlängen bestrahlt und das reflektierte bzw. transmittierte Intensitätsspektrum $I(\lambda)$ gemessen wird. Letzteres entfällt in diesem Fall. Die aufgenommenen Spektren entsprechen jedoch nicht direkt den realen Eigenschaften der Probe. Sie sind vielmehr als Einstrahlspektren zu verstehen, die von der Energieverteilung der Lichtquelle, der Transmissionsfunktion des Spektrometers sowie der Empfindlichkeit des Detektors überlagert sind. Zur Extraktion dieser Einflüsse wird ein Referenzspektrum $I_{R_0}(\lambda)$, welches einzig die Eigenschaften des Spektrometers enthält, aufgenommen und mit den Messergebnissen $I_R(\lambda)$ der Probe verglichen:

$$R(\lambda) = \frac{I_R(\lambda)}{I_{R_0}(\lambda)}. \quad (6.3)$$

Das gemessene spektrale Absorptionsvermögen $A(\lambda)$ des IR Absorbers ist in Abb. 6.5 dargestellt. Als repräsentative IR Absorberprobe zur Charakterisierung im FT-IR Spektrometer, wurde ein blanker Siliziumwafer im Herstellungsprozess der 3D TE-Array mit dem Lagenstapel des IR Absorbers beschichtet und anschließend in kleinere Teilstücke

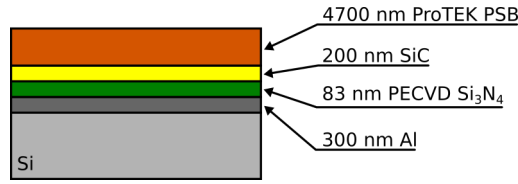


Abbildung 6.4: Schematische Darstellung der IR Absorberprobe zur Charakterisierung des spektralen Absorptionsvermögens.

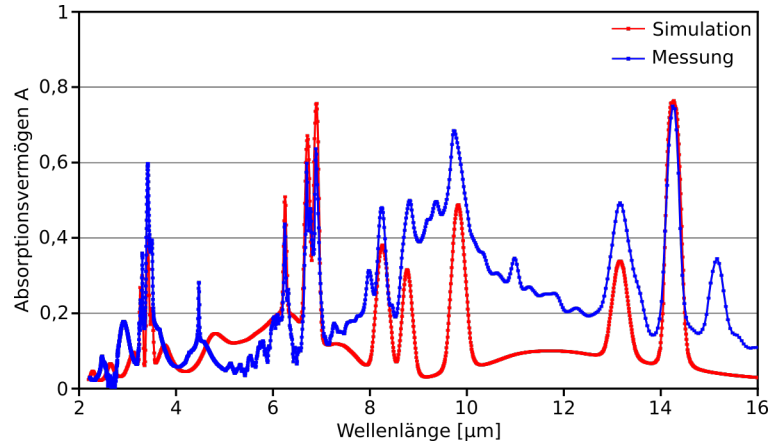


Abbildung 6.5: Messung-Rechnung-Vergleich des spektralen Absorptionsvermögens $A(\lambda)$ des IR Absorbers der hergestellten 3D TP.

zersägt (Abb. 6.4). Als Probe zur Referenzmessung dient ein lediglich mit Al beschichtetes Siliziumstück.

Die Wellenlängen der gemessenen Absorptionsmaxima stimmen sehr gut mit den zuvor simulierten Werten überein. Es zeigt sich, dass der IR Absorber der 3D TP empfindlich auf IR Strahlung im Atmosphärischen Fenster von $8\mu\text{m}$ bis $14\mu\text{m}$ reagiert und damit zur Detektion von Objekten bei Raumtemperatur geeignet ist. Integriert man das spektrale Absorptionsvermögen über alle Wellenlängen und setzt es mit dem maximalen Absorptionsvermögen von 1 ins Verhältnis, so weist der IR Absorber ein absolutes Absorptionsvermögen von

$$A_{2,2-16,62} = 15 \% \quad (6.4)$$

im gemessenen Wellenlängenbereich von $2,2\mu\text{m}$ bis $16,62\mu\text{m}$ und ein

$$A_{8-14} = 35 \% \quad (6.5)$$

im Atmosphärischen Fenster auf.

Die Abweichung der Absolutwerte des gemessenen und simulierten spektralen Absorptionsvermögens $A(\lambda)$ kann auf Abweichungen der komplexen Brechungsindizes der einzel-

nen Materialschichten bezogen werden. Die optischen Eigenschaften einer Dünnschicht variieren in der Regel mit dem Herstellungsprozess. Für reproduzierbare Ergebnisse ist daher ein stabiler Abscheideprozess notwendig. Im Rahmen dieser Arbeit konnte die Zuverlässigkeit der einzelnen Abscheideprozesse nicht verifiziert werden und die komplexen Brechungsindizes von ProTEK PSB, SiC und PECVD Si_3N_4 wurden nur anhand von einer Probe bestimmt.

6.3 Empfindlichkeit und spezifische Detektivität

Die Empfindlichkeit der thermischen IR Detektoren beschreibt, mit welcher Thermospannung der Detektor auf eine einfallende IR Strahlungsleistung reagiert. Der Betrag der Strahlungsleistung ist dabei jedoch nicht als die gesamte einfallende IR Strahlungsleistung, sondern nur als der im IR Absorber aufgenommene und in Wärmeenergie umgewandelte Teil zu verstehen. Folglich überträgt sich auch die Wellenlängenabhängigkeit der optischen Eigenschaften des IR Absorbers direkt auf die Empfindlichkeit. Um die Empfindlichkeit der 3D TP im Hinblick auf die Personendetektion möglichst anwendungsnah zu charakterisieren, wird ein Schwarzer Körper als Strahlungsquelle benutzt. Sein Spektrum ist breitbandig und ähnelt dem von Personen bzw. von strahlenden realen Körpern im Allgemeinen.

Messaufbau

Der Messaufbau zur experimentellen Bestimmung der Empfindlichkeit ist in Abb. 6.6 schematisch dargestellt. Er besteht aus einem Schwarzen Körper mit regelbarer Temperatur als Strahlungsquelle, einer Messaufnahme zur elektrischen Kontaktierung der 3D TE-Arrays sowie einem Multimeter (Keithley 2000) zur Messung der generierten Thermospannungen und einem Switch (Keithley 2700) zum sequentiellen Ansteuern der einzelnen 3D TE. Eine parallele Messung der Thermospannungen aller 3D TE ist mit diesem Aufbau nicht möglich. Alle Komponenten sind über ein GPIB² miteinander verbunden und werden zentral mittels LabVIEW von einem Computer aus angesteuert.

Die Messaufnahme besteht, wie in Abb. 6.7 dargestellt, aus einem Chip-Sockel der Fa. Yamaichi Electronics (Typ NP506), dessen Pins auf einem PCB zu zwei 96-poligen Steckverbindungen und von dort über Flachbandkabel zum Switch-System geführt sind. Der Chip-Sockel verfügt über insgesamt 88 umlaufend angeordnete Kontaktnadeln und dient in seiner eigentlichen Auslegung zur Aufnahme von 10 mm × 10 mm großen QFN³ Gehäusen. Deren Aufbau war maßgebend für das 3D TE-Array Design.

²General Purpose Interface Bus: ein externer Daten-Bus zur Verbindung von Mess- und Peripheriegeräten mit einem Computer.

³Quad Flat No Leads (QFN) Gehäuse sind eine in der Elektronik gebräuchliche Chipgehäusebauform für integrierte Schaltungen, bei der die elektrischen Anschlüsse nicht aus dem Gehäuse ragen, sondern zumeist umlaufend an allen vier Seiten in Form von verzinnnten Kupferanschlüssen auf der Gehäuseunterseite integriert sind.

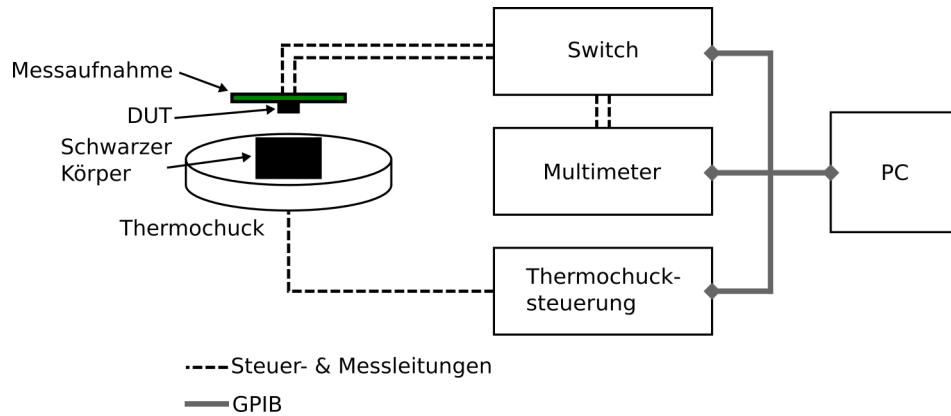


Abbildung 6.6: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Bestimmung der Empfindlichkeit der 3D TP.

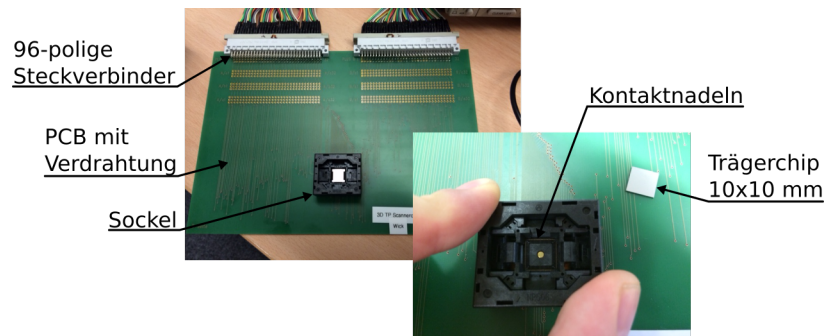


Abbildung 6.7: PCB mit dem Sockel zur Aufnahme der 3D TP Arrays und mit zwei Steckern zur Verbindung mit einem Switch-System.

Als Schwarzer Körper wird eine schwarz lackierte Kupferplatte benutzt. Sie ist $8,5\text{ cm} \times 8,5\text{ cm}$ groß, 1 mm dick und liegt zur Temperierung auf einem Thermo-Chuck auf. Die Emissivität ihrer Oberfläche konnte mit Hilfe eines geeichten Pyrometers als $\epsilon = 0,98$ bestimmt werden. Hierfür wurde die Kupferplatte auf eine konstante Temperatur erwärmt und der Emissivitätswert des Pyrometers solange angepasst, bis das Pyrometer die am Thermo-Chuck eingestellte Temperatur anzeigte. Die Temperatur der Plattenoberfläche konnte dabei aufgrund der geringen Plattendicke und der hohen Wärmeleitfähigkeit von Kupfer ($\lambda_{th,Cu} = 392\text{ W/(m K)}$ [90]) als identisch angenommen werden.

Die Messaufnahme und die Kupferplatte sind zentrisch und mit einem Abstand von 2 cm zwischen der Kupferplatte und dem 3D TE-Array im Chip-Sockel zueinander angeordnet. Die Kupferplatte liegt dabei auf dem Thermo-Chuck und die Messaufnahme ist mit der Öffnung des Chip-Sockels zu ihr gerichtet freitragend darüber platziert.

Messprinzip

Die Empfindlichkeit eines thermischen IR Detektors ist definiert als das Verhältnis zwischen dem Detektorsignal und der dafür aufgenommenen Strahlungsleistung. Um die Empfindlichkeit der 3D TE bzw. die der 3D TP experimentell zu bestimmen, ist es daher notwendig, die generierte Thermospannung U_{th} zu messen und die aufgenommene Strahlungsleistung P zu berechnen. Dann gilt nach Gln. (3.13)

$$S = \frac{U_{th}}{P}. \quad (6.6)$$

Um mögliche Offsets des Messaufbaus und der Umgebungseinflüsse auf die Messergebnisse zu unterdrücken, ist es praktikabel eine Differenzmessung durchzuführen. Hierfür wird die Thermospannung bei unterschiedlichen Strahlertemperaturen T_1 und T_2 gemessen und die Empfindlichkeit aus der Differenz beider Messergebnisse berechnet:

$$S = \frac{U_{th}(T_1) - U_{th}(T_2)}{P(T_1) - P(T_2)}. \quad (6.7)$$

Die Thermospannungen U_{th} werden mit einem Multimeter gemessen. Die absorbierten Strahlungsleistungen können mit Hilfe des STEFAN-BOLTZMANN-Gesetzes berechnet werden. Gln. (2.5) zufolge strahlt die erwärmte Kupferplatte eine Leistung von

$$P_{out} = \epsilon \cdot \sigma \cdot T_{KP}^4 \quad (6.8)$$

in den Halbraum aus, wobei ϵ die Emissivität ihrer Oberfläche und T_{KP} ihre Temperatur ist. Die davon im IR Absorber der 3D TE aufgenommene Strahlungsleistung P_{in} ist

$$P_{in} = \epsilon \cdot A_x \cdot \sigma \cdot T_{KP}^4 \cdot \frac{N \cdot A_{TP} \cdot A_{KP}}{\pi \cdot d^2}, \quad (6.9)$$

wobei A_{KP} die Fläche der Kupferplatte ist. A_x ist das Absorptionsvermögen des IR Absorbers, A_{TP} die Fläche des IR Absorbers eines 3D TP und N die Anzahl der 3D TP

im 3D TE. Der Faktor π folgt aus dem Sichtfaktor des IR Absorbers zur Kupferplatte im Abstand d [1, 91]. Durch die Absorption der einfallenden Strahlungsleistung erwärmt sich der IR Absorber und strahlt dadurch einen Teil der aufgenommenen Strahlungsleistung wieder ab. Für die effektiv zum Detektorsignal beitragende Strahlungsleistung gilt damit:

$$P_{eff} = \epsilon \cdot A_x \cdot \sigma \cdot \frac{N \cdot A_{TP} \cdot A_{KP}}{\pi \cdot d^2} \cdot (T_{KP}^4 - T_{TP}^4), \quad (6.10)$$

wobei T_{TP} die Temperatur des IR Absorbers ist. Aus der gemessenen Thermospannung U_{th} und dem bekannten SEEBECK-Koeffizienten α_S des 3D TP folgt mit Gln. (3.9)

$$T_{TP} = \frac{U_{th}}{N \cdot \alpha_S}. \quad (6.11)$$

Die Messung der Thermospannungen beginnt, sobald nach Start des Messprogramms der Thermo-Chuck seine eingestellte Zieltemperatur erreicht hat und das während der Aufheizphase gemessene erste 3D TE im Array ein konstantes Detektorsignal liefert. Dann werden die 64 3D TE im Array der Reihe nach über den Switch durchgeschaltet und ihre Thermospannungen jeweils über 2 Sekunden integriert gemessen. Es hat sich gezeigt, dass aufgrund der fehlenden Kühlung sich der Chip-Sockel im Laufe der Messungen erwärmt und dadurch die gemessenen Thermospannungen kleiner werden. Um diesem negativen Einfluss über die Messung des gesamten Arrays entgegenzuwirken, wird dieser ein zweites Mal in umgekehrter Reihenfolge vermessen. Zwischen beiden Messreihen wird der Thermo-Chuck für 10 Minuten ausgeschaltet, sodass sich der Chip-Sockel wieder auf Umgebungstemperatur abkühlen kann. Abschließend werden die Messergebnisse beider Messreihen zusammengeführt, indem für jedes 3D TE der größere Wert aus beiden Messreihen genommen wird.

Messergebnisse

Wie in Kap. 4.2 erläutert, können die Gütezahlen der 3D TP aufgrund ihres Einheitszellencharakters unmittelbar auf ein 3D TE übertragen werden. Umgekehrt kann ebenso aus den Gütezahlen der 3D TE auf die Gütezahlen der 3D TP geschlossen werden. Mit dem Ziel die neuartigen 3D TP zu charakterisieren, wird in dieser Arbeit letzterer Ansatz verfolgt. Der Aufbau von 3D TE-Arrays mit unterschiedlich großen 3D TE (in Anzahl der 3D TP und Größe der IR Absorberfläche) dient hauptsächlich zur Charakterisierung des Herstellungsprozesses und zur ersten Bestimmung von Geometrie- und Designgrenzen in der Demonstratorphase. Dieser Punkt wird am Ende dieses Kapitels besprochen.

Die Ergebnisse der experimentellen Charakterisierung sind in Abb. 6.8 normiert auf ein 3D TP in Abhängigkeit von seiner thermischen Länge L_{th} und der IR Absorberkantenlänge b_{AB} dargestellt. Die Messungen wurden mit einer Strahlertemperatur von $T_1 = 40^\circ\text{C}$ und $T_2 = 45^\circ\text{C}$ bei atmosphärischen Bedingungen in Laborumgebung bei $23,5^\circ\text{C}$ (entspricht der Temperatur T_{TP} des 3D TP) durchgeführt. Der gemessene elektrische Widerstand der 3D TP beträgt $R_{el} = 10.5 \pm 0,9 \text{ k}\Omega$.

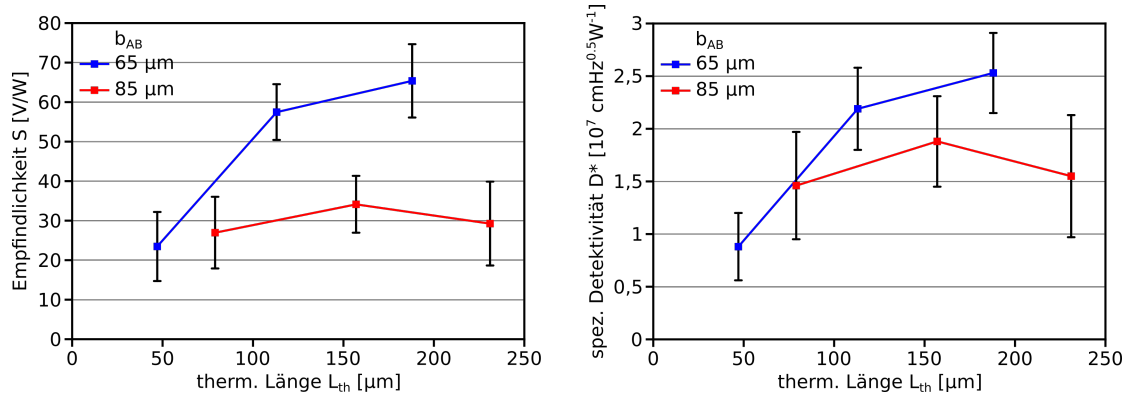


Abbildung 6.8: Experimentell bestimmte Empfindlichkeit S (links) und spezifische Detektivität D^* (rechts) der 3D TP in Abhängigkeit von der thermischen Länge L_{th} und der IR Absorberkantenlänge b_{AB} .

Qualitativ betrachtet zeigen die Gütezahlen der 3D TP das typische Verhalten thermoelektrischer IR Detektoren in Abhängigkeit von den charakteristischen Geometrieparametern: beide Gütezahlen steigen mit der thermischen Länge L_{th} bis zu einem gewissen Maximum und ihre Absolutwerte nehmen mit steigender IR Absorberflächengröße ab (s. Kap. 4.2.2). Die 3D TP mit der kleineren IR Absorberfläche von $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ erzielen dabei eine Empfindlichkeit von bis zu 65 V/W und eine spezifische Detektivität von bis zu $2,53 \times 10^7 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ bei einer thermischen Länge von etwa $190 \mu\text{m}$. Dem Verlauf der Kurve nach wäre zu erwarten, dass bei dieser thermischen Länge das Maximum beider Gütezahlen erreicht ist. Die Gütezahlen des 3D TP mit der größeren IR Absorberfläche von $70 \mu\text{m} \times 70 \mu\text{m}$ erreichen ihr Maximum hingegen bereits bei einer thermischen Länge von etwa $160 \mu\text{m}$. Da beträgt die Empfindlichkeit nur noch 34 V/W und die spezifische Detektivität liegt bei $1,88 \times 10^7 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$.

Quantitativ betrachtet weichen die Messdaten stark von den Simulationsergebnissen ab. Die Gründe hierfür sind vielfältig. Einer der Hauptgründe liegt wohl darin, dass das erstellte thermische Modell des 3D TP nicht den realen Aufbau im Hinblick auf die Materialeigenschaften abbildet. So wurden lediglich die spezifische elektrische Leitfähigkeit und die SEEBECK-Koeffizienten der dotierten Polysiliziumschichten experimentell bestimmt. Die thermischen Leitfähigkeiten konnten im Rahmen dieser Arbeit nicht gemessen werden. Für sie wurden typische Literaturwerte angenommen (Tab. 4.2). Gleiches gilt auch für die Materialeigenschaften der übrigen Materialsichten. Da die Materialeigenschaften, insbesondere die von Dünnschichten, in der Regel stark mit der Schichtdicke und dem Herstellungsverfahren variieren können, ist zur genaueren Modellierung der 3D TP eine Charakterisierung aller Materialeigenschaften notwendig. Ein weiterer Punkt, der zum thermischen Verhalten beiträgt, ist die Dicke der Materialsichten. Diese wurden bei den hergestellten 3D TE-Array lediglich auf der Waferoberfläche gemessen und die Werte in der theoretischen Betrachtung auf die Dicken im Inneren der Thermoschenkelssäulen übertragen. Die Bestimmung der tatsächlichen Schichtdicken innerhalb der Ther-

moschenkelsäulen war zerstörungsfrei nicht möglich. Ein weiterer Einflussfaktor auf die Auswertung der Messdaten ist die fertigungsbedingte Variation der thermischen Länge, bzw. aus Fertigungssicht betrachtet, die der Ätztiefe. Auch hier war eine eindeutige Bestimmung in Abhängigkeit von der Ätzzeit nicht zerstörungsfrei möglich. Die Ätztiefen wurden an den Bruchkanten von Dummy 3D TE-Arrays gemessen. Eine Messung direkt an den funktionalen 3D TE-Arrays hätte ihre Zerstörung zur Folge, wodurch die Messung der Thermospannungen nicht bei unterschiedlichen Ätztiefen am selben 3D TE-Array möglich gewesen wäre. Diese Tatsache zusammen mit der inhomogenen Ätzung erklären die starken Streuungen der Messwerte.

Aus der Array-Darstellung der Messergebnisse (Abb. 6.9) können einige Rückschlüsse in Bezug auf den Herstellungsprozess sowie auf die Designregeln für 3D TE-Arrays gezogen werden. Ein unmittelbar ersichtlicher Punkt ist, dass mit dem Verlauf des Ätzprozesses 3D TE ausfallen bzw. ausfallen können. Der Grund hierfür liegt in der Stabilität der Passivierung der 3D TP. Der kritischste Schritt im Herstellungsprozess der 3D TP ist das nasschemische Ätzen des Bulk-Si mittels KOH. Treten hierbei Defekte in der Passivierung auf, so kann KOH eindringen und die funktionalen Materialschichten der 3D TP zerstören. Die Ausfallwahrscheinlichkeit eines 3D TE steigt damit mit der Anzahl der 3D TP. Im dargestellten Beispiel bestehen die 3D TE aus 19 3D TP. Bei der Größe konnte eine Ausfallrate von etwa 10% beobachtet werden. Die Ausfallrate bei 3D TE mit 49 3D TP lag bei 30% und mit 88 3D TP bei über 80%. Die Ausfallrate bezieht sich dabei auf die maximale Ätzzeit von 360 Minuten. Von den größten 3D TE konnten keine 3D TE-Arrays über die gesamte Ätzzeit unbeschadet prozessiert werden. Ein weiterer Punkt, der sich auch auf das nasschemische Ätzen bezieht, ist das unvollständige Entwickeln der Ätzschlitze und der daraus folgenden inhomogenen Verteilung der thermischen Längen im 3D TE-Array. Wie in Kap. 5.5 erläutert, wird das ProTEK PSB in den kleinen Ätzschlitzen teils unvollständig entwickelt und es bleiben gewisse Reste in den Ätzschlitzen übrig. Diese müssen dann beim Ätzvorgang zunächst durchbrochen bzw. abgetragen werden, was letztlich zu unterschiedlich verzögerten Ätzangriffen auf das Bulk-Si führt. Erst im weiteren Verlauf des Ätzprozesses gleichen sich die unterschiedlichen Ätzfronten an. Die inhomogene Verteilung der thermischen Längen spiegelt sich in den teils stark unterschiedlichen Detektorsignalen wieder. Dieser negative Effekt ist bei den 3D TE-Arrays mit größeren Ätzschlitzen weniger stark ausgeprägt.

Neben den herstellungsbedingten Problemen lässt sich in Abb. 6.9 auch eine designspezifische Eigenschaft des 3D TE-Arrays erkennen. Wie in Kap. 4.2.2 erläutert, sind die IR Absorberflächen der 3D TP an den Ecken über Verbindungsbrücken sowohl mechanisch als auch thermisch miteinander verbunden. Über sie fließt ein Teil der absorbierten Wärmeenergie zu benachbarten 3D TP ab. Innerhalb eines 3D TE besitzen die 3D TP jeweils vier Verbindungsbrücken zu ihren Nachbarn. Damit sind die thermischen Verhältnisse zwischen ihnen gleich. Die 3D TP am Rand des 3D TE haben, wenn man ein 3D TE als alleinstehend betrachtet, nur zwei Verbindungsbrücken. Innerhalb eines 3D TE-Arrays haben jedoch auch diese „Rand“-3D TP vier Verbindungsbrücken, sodass auch hier über die 3D TE im Inneren des Array gleiche thermische Verhältnisse vorliegen. Die einzige

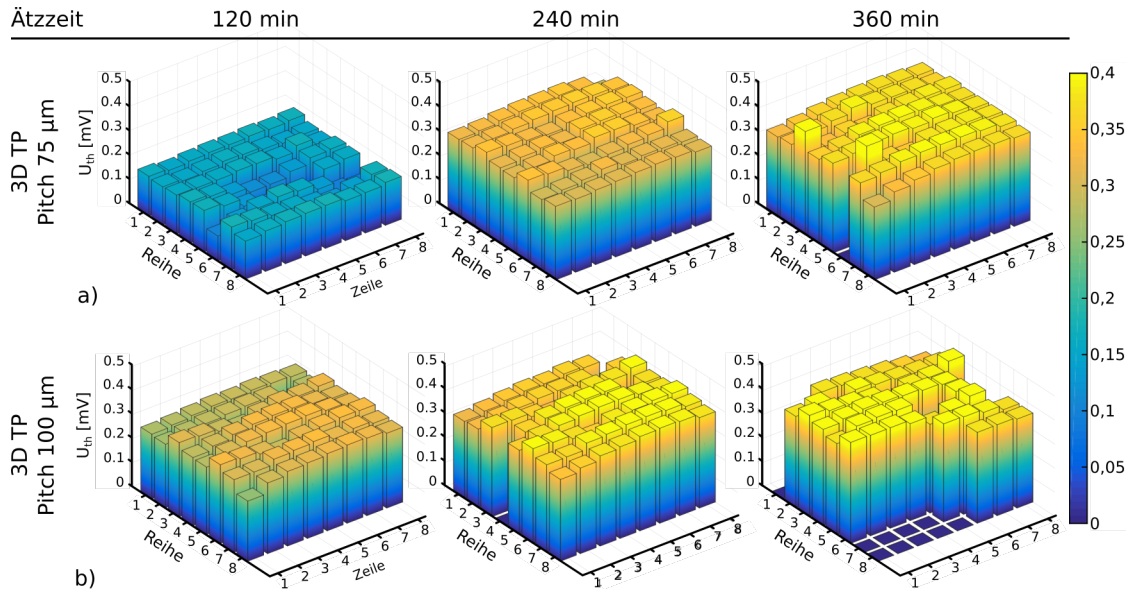


Abbildung 6.9: Exemplarische Messergebnisse von zwei 3D TE-Arrays bestehend aus 19 3D TP pro 3D TE in Abhängigkeit von der Ätzzeit. a) 3D TP Pitch: 75 μm , Ätzschlitzgröße: 8 $\mu\text{m} \times 65 \mu\text{m}$, b) 3D TP Pitch: 100 μm , Ätzschlitzgröße: 12,5 $\mu\text{m} \times 87 \mu\text{m}$.

Ausnahme sind die 3D TE am Rand des Array. Dort sind die äußeren 3D TP der 3D TE über zwei Verbindungsbrücken mit dem Chip-Rahmen verbunden, sodass von ihnen die Wärmeenergie direkt zur Wärmesenke abfließen kann. So entsteht eine geringere Temperaturdifferenz innerhalb der „Rand“-3D TP und sie liefern ein geringeres Detektorsignal. Dieser Effekt ist in 3D TE in den Ecken des Arrays am stärksten ausgeprägt. Dort sind die 3D TE an zwei Kanten mit dem Chip-Rahmen verbunden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass mit dem aktuellen Stand des Herstellungsprozesses zum einen die Größe der Ätzschlitze und zum anderen die Anzahl der 3D TP pro 3D TE begrenzende Designparameter für die 3D TE-Arrays darstellen. Eine beliebige Skalierung der 3D TE und eine homogene Verteilung der thermischen Länge setzt eine Optimierung des Herstellungsprozesses voraus. Ein weiterer Punkt, den es beim Design des 3D TE-Arrays zu beachten gilt, ist dessen Randbereich. Um eine homogene Signalverteilung im gesamten Array zu erzielen, muss hier die thermische Isolation zum Chiprahmen erhöht werden. Entweder baut man dafür eine Reihe aus Dummy-3D TP auf, welche die funktionalen 3D TE thermisch gegen den Chiprand abschirmen, oder es bedarf einer geschickten Anbindung der 3D TP an den Chiprand, welche die nötige mechanische Stabilität und zugleich eine minimale thermische Kopplung bietet.

6.4 Thermische Zeitkonstante

Die thermische Zeitkonstante τ_{th} ist eine Gütezahl zur Charakterisierung des dynamischen Verhaltens der 3D TP. Sie beschreibt die zeitliche Verzögerung, mit der das 3D TP auf eine Änderung des einfallenden Strahlungssignals reagiert. Technisch ist τ_{th} als die Zeitspanne definiert, in der das Detektorsignal 63.2% seines Endwertes in Relation zum Ausgangswert erreicht (s. Kap. 3.4). Sie ist damit eine wichtige Gütezahl in Bezug auf die Detektion von alternierenden Strahlungssignalen und kommt insbesondere bei Array-Detektoren zum Tragen. Dort hat sie einen großen Einfluss auf die maximale Bildwiederholungsrate, mit der eine Szene aufgenommen werden kann. Experimentell kann die thermische Zeitkonstante eines 3D TP direkt aus der Charakterisierung eines 3D TE abgeleitet werden. Auch bei ihr kommt, analog zur Empfindlichkeit und der spezifischen Detektivität, der Einheitszellencharakter der 3D TP zum Tragen.

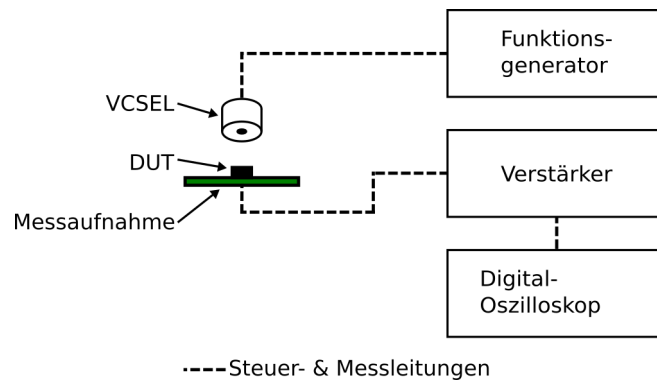


Abbildung 6.10: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Bestimmung der thermischen Zeitkonstante der 3D TP.

Zur Charakterisierung der thermischen Zeitkonstante der 3D TP wird der zeitliche Verlauf des Detektorsignals bei einem alternierenden Strahlungssignal aufgenommen und anschließend τ_{th} entsprechend Gln. (3.18) aus dem exponentiellen Fit der steigenden und fallenden Signalflanken abgeleitet. Zur Aufnahme entsprechender Detektorsignale wird im Messaufbau aus Abb. 6.6 die geschwärzte Kupferplatte durch eine vertikal emittierende Laserdiode (engl.: vertical-cavity surface-emitting laser, VCSEL) als Strahlungsquelle ersetzt. Statt des Multimeters wird ein Digital-Oszilloskop zur Signalmessung benutzt (Abb. 6.10). Die VCSEL-Diode ist eine monochromatische Strahlungsquelle, die bei einer Wellenlänge von 850 nm emittiert und über einen Funktionsgenerator angesteuert werden kann. Aufgrund ihrer kurzen Reaktionszeit im Bereich von wenigen Nanosekunden schaltet sie im Vergleich zum 3D TP nahezu instantan. Ein Einfluss ihres dynamischen Verhaltens auf den zeitlichen Verlauf des Detektorsignals eines 3D TE kann somit vernachlässigt werden. Die Messergebnisse sind in Abhängigkeit von den charakteristischen Geometrieparametern in Abb. 6.11 zusammengefasst. Für sprunghafte Änderungen des einfallenden Strahlungssignals wurde die VCSEL-Diode mit einer Rechteckspannung an-

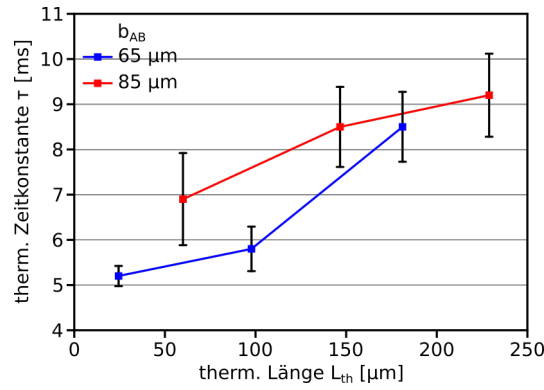


Abbildung 6.11: Thermische Zeitkonstante τ_{th} der 3D TP in Abhängigkeit von der thermischen Länge L_{th} und der IR Absorberkantenlänge b_{AB} .

gesteuert.

Wie bereits bei der experimentell bestimmten Empfindlichkeit und spezifischen Detektivität der 3D TP, so entsprechen auch die Kennlinien der thermischen Zeitkonstanten τ_{th} qualitativ den simulierten Erwartungswerten: beide charakteristischen Geometrieparameter der 3D TP, die thermische Länge L_{th} und die Größe der IR Absorberfläche (Kantenlänge b_{AB}), erhöhen die thermische Gesamtkapazität C_{th} des 3D TP und damit entsprechend Gln. (3.19) auch die thermische Zeitkonstante. Je größer C_{th} ist, desto mehr Wärmeenergie kann das 3D TP speichern und desto länger dauert es auch, bis sie wieder vollständig abgefließen ist. Neben C_{th} steigert L_{th} auch den Wärmeleitwiderstand R_{th} des 3D TP, was zu einer Verzögerung des Wärmeabflusses führt. Quantitativ weichen die Messwerte stark von den Simulationsergebnissen ab. Die gemessenen thermischen Zeitkonstanten liegen im Bereich von 5 bis 9 ms und damit um bis zu einem Faktor 7 unterhalb der berechneten Erwartungswerte. Die Ursachen hierfür sind die gleichen, wie bereits in Kap. 6.3 erläutert. Hinzu kommt jedoch noch eine gewisse Unschärfe im Fit der Signalfanken. Die Abb. 6.12 zeigt exemplarisch den zeitlichen Verlauf des Detektorsignals. Bedingt durch den Messaufbau spricht die VCSEL-Diode in ihren Schaltpunkten elektromagnetisch in das Detektorsignal über und verzerrt den Verlauf in den Umkehrpunkten. Dieser Störeffekt wurde in allen Messungen beobachtet und konnte messtechnisch nicht unterdrückt werden. In Folge konnten keine klaren Zeitbereiche für den Fit an der Signalfanke definiert werden. Je nach dem, ob der Zeitbereich zum Fitten vor oder nach dem Störsignal gewählt wurde, treten Abweichungen von bis zu 30% in der resultierenden thermischen Zeitkonstante auf.

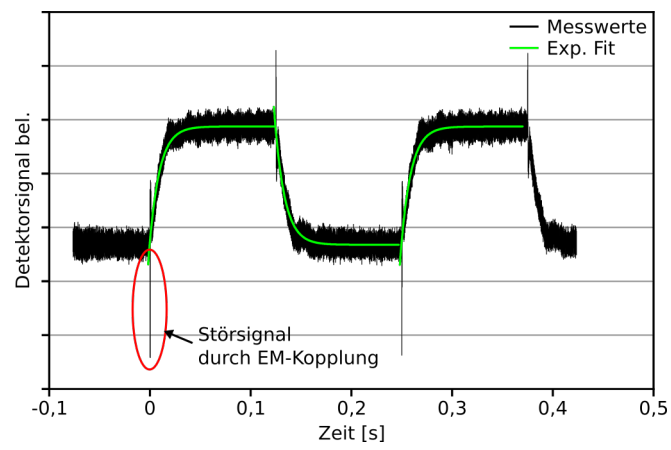


Abbildung 6.12: Gemessenes Detektorsignal eines 3D TE bei einem einfallenden Rechteckstrahlungssignal.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit war es, einen prinzipiellen Durchführbarkeitsnachweis (Proof of Concept) für ein neuartiges Mikrothermopaar zu erbringen, welches mit einer vertikal freistehenden Geometrie das Platzbedarfsproblem herkömmlicher planarer Mikrothermopaare löst und dadurch eine kompakte Bauweise von hochauflösenden Mikrothermoelement-Array-Detektoren ermöglicht. Zur Umsetzung dieses Zieles wurde zunächst ein prinzipielles Konzept und anschließend ein Fertigungsprozess mit den Mitteln der Silizium-Mikrosystemtechnik zur Herstellung der neuartigen 3D TP entwickelt. Die Schlüsseltechnologie ist hierbei das lichtinduzierte elektrochemische Ätzen von Silizium (engl.: photo-assisted electrochemical etching, PAECE). Das theoretische Modell des 3D TP wurde mit Hilfe der Methode der konzentrierten Wärmekapazität in einem thermischen Ersatzschaltbild abgebildet.

Das vorgeschlagene 3D TP hat vertikal freistehende Thermoschenkel, die zur Reduktion des Platzbedarfs und gleichzeitig zur Erhöhung der mechanischen Stabilität coaxial ineinander geschachtelt verlaufen. Der Platzbedarf reduziert sich damit auf lediglich den Durchmesser der so entstandenen Thermoschenkelsäule. Die freistehende heiße Kontaktstelle der Thermoschenkel wird von einer lateral ausgedehnten IR Absorberfläche bedeckt. Die kalte Kontaktstelle bildet das Bulk-Silizium des Trägerchips, in dem das 3D TP verankert ist. Die elektrische Verdrahtung des 3D TP befindet sich auf der Unterseite des Trägerchips. Im Aufbau von 3D Mikrothermoelementen (3D TE) sind benachbarte 3D TP zwecks der mechanischen Stabilität über schmale Verbindungsbrücken zwischen den Ecken der IR Absorberflächen miteinander verbunden. Zwischen den Verbindungsbrücken und IR Absorberflächen sind Ätزشlitze, durch die das Bulk-Silizium zwischen den 3D TP entfernt wird.

Das 3D TP hat aufgrund seiner Form zwei wesentliche Alleinstellungsmerkmale. Zum einen können die Gütezahlen des 3D TP ohne eine Vergrößerung seiner lateralen Ausdehnung anwendungsspezifisch über die thermische Länge, die der Länge der freigestellten Thermoschenkelsäule entspricht, angepasst werden. Zum anderen bildet das 3D TP eine Einheitszelle, mit der die Größe eines 3D TE beliebig skaliert werden kann. Die Gütezahlen bleiben dabei konstant.

Zur Fertigung der 3D TP wurde ein dreistufiger Herstellungsprozess entwickelt. Im ersten Schritt wird ein Formwafer mit Durchgangslöchern hergestellt, der zum einen zur Formgebung und zum anderen als Trägersubstrat für die 3D TP dient. Zur Herstellung von Durchgangslöchern mit hohen Aspektverhältnissen werden zunächst Makroporen mittels PAECE in den Siliziumwafer geätzt. Diese haben einen Durchmesser von $5\text{ }\mu\text{m}$ und eine

Länge von $470\text{ }\mu\text{m}$ und sind in einem quadratischen Array im Pitch von $12,5\text{ }\mu\text{m}$ angeordnet. Zur Vervollständigung der Durchgangslöcher werden die Makroporen in einem zweiten Ätzschritt auf der Rückseite des Wafers mittels reaktivem Ionentiefätzen selektiv geöffnet. Mit diesem Formwafer als Trägersubstrat werden im zweiten Herstellungsschritt die funktionalen Materialschichten der 3D TP abgeschieden und strukturiert. Als Thermoschenkelmaterialien werden n- und p-dotiertes Polysilizium und zur Metallisierung Aluminium benutzt. Abschließend wird im dritten Herstellungsschritt das Bulk-Silizium zwischen den 3D TP nasschemisch geätzt. Die größte Herausforderung in diesem Herstellungsprozess bestand im Versiegeln des Durchgangsloches auf der heißen Kontaktstelle der 3D TP und dem Aufbau einer stabilen Passivierung, welche das 3D TP vor der Nasschemie schützt. Die Thermoschenkelsäule und die Unterseite der IR Absorberflächen wird durch einen Stapel aus SiO_2 und Si_3N_4 geschützt. Zum gleichzeitigen Versiegeln des Durchgangslochs und der Passivierung der Oberseite der IR Absorberfläche hat sich PROTEK PSB, ein alkaliresistentes Polymer der Fa. Brewer Science, als zielführend erwiesen. Zur Charakterisierung der Leistungsfähigkeit der 3D TP, sowie des Herstellungsprozesses, wurden mehrere 8×8 3D TE-Array-Demonstratoren aus unterschiedlich großen 3D TE hergestellt. Die 3D TP wurden dabei nur in der Größe der IR Absorberfläche (Kantenlänge von $75\text{ }\mu\text{m}$ und $100\text{ }\mu\text{m}$) und der thermischen Länge variiert. Von der Optimierung der abgeschiedenen Materialschichten wurde im Rahmen dieser Arbeit abgesehen.

Zur experimentellen Charakterisierung der 3D TP wurden zwei unterschiedliche Messplätze aufgebaut. Ein Messplatz zur Bestimmung der Empfindlichkeit und der spezifischen Detektivität und einer zur Bestimmung der thermischen Zeitkonstante. Im ersten Messaufbau wurde eine geschwärzte Kupferplatte, die über einen Thermo-Chuck geheizt wird, als eine dem Schwarzen Körper ähnliche Strahlungsquelle benutzt. Im zweiten Messaufbau wurde diese durch eine schnellschaltende, vertikal emittierende Laserdiode ersetzt. Die Empfindlichkeit und spezifische Detektivität wurden aus der absoluten Detektorsignalstärke in Abhängigkeit von der einfallenden Strahlungsleistung bestimmt; die thermische Zeitkonstante aus dem relativen zeitlichen Verlauf des Signals. Alle Messungen wurden unter atmosphärischen Bedingungen bei Zimmertemperatur durchgeführt. Die experimentellen Ergebnisse zeigen je nach thermischer Länge und IR Absorberflächengröße eine Empfindlichkeit von 25 V/m bis 65 V/m , eine spezifische Detektivität von bis zu $2,53 \times 10^7\text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ und eine thermische Zeitkonstante von 5 ms bis 9 ms . Qualitativ entspricht die Abhängigkeit dieser Gütezahlen von den charakteristischen Geometrieparametern der 3D TP dem simulierten Erwartungswert. Quantitativ weichen die Absolutwerte jedoch stark voneinander ab. Der Grund hierfür liegt in den zur Simulation benutzen Materialdaten. Zum einen wurden größtenteils Literaturwerte benutzt und zum anderen konnten die absoluten Schichtdicken innerhalb der 3D TP nicht zerstörungsfrei bestimmt werden. Verglichen mit den Gütezahlen von Mikrothermoelementen in der Literatur [48], bieten die 3D TP bereits im Prototypstadium eine Leistungsfähigkeit, die den Einsatz in Detektor-Arrays zur Personendetektion ermöglicht.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass im Rahmen dieser Arbeit die ersten Grundsteine zur Entwicklung einer neuen Art von dreidimensionalen Mikrothermopaaren gelegt

wurden. Mit der erfolgreichen Herstellung mehrerer 3D TE-Array-Detektoren konnte zum einen die prinzipielle Funktionsfähigkeit und zum anderen ein funktionsfähiger Fertigungsprozess demonstriert werden. Um das Potential dieser Technologie im Bereich der integrierten Mikrosysteme voll ausschöpfen zu können, bedarf es jedoch noch einer intensiven Weiterentwicklung. Für die nächsten Schritte wird vorgeschlagen:

- **Die Optimierung des Herstellungsprozesses.** Idealerweise sollten die Durchgangslöcher nur an den tatsächlich benötigten Stellen hergestellt werden können, ohne dass ein Makroporen-Array des PAECE-Prozesses entsteht. Die porösen Oberflächen erschweren die Bearbeitung des Wafers in den Strukturierungsschritten und sie wären in dieser Form auch für die Kombination mit einem CMOS Prozess ungeeignet. Ein weiterer Punkt ist die Passivierung der 3D TP. Zum Erzielen von hohen Ausbeuten im Herstellungsprozess ist eine stabile und zuverlässige Passivierung des Durchgangslochs und der funktionalen Materialschichten essentiell.
- **Die Entwicklung einer geeigneten Gehäusungstechnologie.** Einer der ersten Ansätze könnte hierbei die Platzierung des 3D TE-Array-Detektors in ein TO Gehäuse sein. Diese sind zwar kostengünstig und robust, jedoch auch sehr groß. In Bezug auf die Miniaturisierung und Integration wäre ein Siliziumdeckel mit einer Kavität oberhalb des Arrays ein guter Ansatz. Silizium ist im infraroten Spektralbereich weitgehend durchlässig [92].
- **Die Integration einer Ausleseelektronik** zur Erzeugung von Wärmebildern.

Sollten die genannten Herausforderungen erfolgreich umsetzbar sein, könnte die 3D TP Technologie einen weiteren Schritt in Richtung der Massenadaption gebracht werden und ein guter Ansatz zum Aufbau von kompakten Kleinformat-IRFPAs sein.

Literatur

- [1] A. Rogalski. *Infrared Detectors, Second Edition*. Boca Raton, FL: CRC Press, 2010.
- [2] Yole Développement SA. *Uncooled Infrared Imagers and Detectors Report*. Market Report. 2019.
- [3] W. Herschel. “Experiments on the Refrangibility of the Invisible Rays of the Sun”. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 90 (1800), S. 284–292. DOI: 10.2307/107057.
- [4] M. Vollmer und K. Möllmann. *Infrared Thermal Imaging - Fundamentals, Research and Applications*. Weinheim: Wiley-VCH, 2010.
- [5] W. Demtröder. *Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper*. 4. Aufl. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2010.
- [6] H. Budzier und G. Gerlach. *Thermal Infrared Sensors - Theory, Optimisation and Practice*. New York: John Wiley & Sons, 2011.
- [7] M. Planck. “Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum”. In: *Annalen der Physik* 309.3 (1901), S. 553–563. DOI: 10.1002/andp.19013090310.
- [8] M. Planck. “Zur Theorie der Wärmestrahlung”. In: *Annalen der Physik* 336.4 (1910), S. 758–768. DOI: 10.1002/andp.19103360406.
- [9] W. Wien. “Ueber die Energievertheilung im Emissionsspectrum eines schwarzen Körpers”. In: *Annalen der Physik* 294.8 (1896), S. 662–669. DOI: 10.1002/andp.18962940803.
- [10] J. Stefan. “Über die Beziehung zwischen der Wärmestrahlung und der Temperatur”. In: *Sitzungsberichte der mathematisch-naturwissenschaftlichen Classe der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften* 79 (1879), S. 391–428.
- [11] L. Boltzmann. “Ableitung des Stefan’schen Gesetzes, betreffend die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der electromagnetischen Lichttheorie”. In: *Annalen der Physik* 258.6 (1884), S. 291–294. DOI: 10.1002/andp.18842580616.
- [12] H. Kuchling. *Taschenbuch der Physik*. München; Wien: Fachbuchverl. Leipzig im Carl-Hanser-Verlag, 1994.
- [13] C. L. Beuken. “Wärmeverluste bei periodisch betriebenen elektrischen Öfen: Eine neue Methode zur Vorausbestimmung nicht-stationärer Wärmeströmungen”. Diss. Saechsische Bergakademie Freiberg, 1936.

-
- [14] T. J. Seebeck. “Ueber die magnetische Polarisation der Metalle und Erze durch Temperaturdifferenz”. In: *Annalen der Physik* 82.3 (1826), S. 265–373. DOI: 10.1002/andp.18260820302.
 - [15] S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. New York: John Wiley & Sons, 1981.
 - [16] H. Ibach und H. Lüth. *Festkörperphysik - Einführung in die Grundlagen*. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2009.
 - [17] A. van Herwaarden. “The Seebeck effect in silicon ICs”. In: *Sensors and Actuators* 6.4 (1984), S. 245–254. DOI: 10.1016/0250-6874(84)85020-9.
 - [18] P. M. Sarro und A. van Herwaarden. “Inhomogeneity effects in silicon thermopiles”. In: *Proc. 2nd Sensors and Actuators Symp., Enschede, Netherlands*. 1984, S. 129–135.
 - [19] J. C. A. Peltier. “Investigation of the heat developed by electric currents in homogeneous materials and at the junction of two different conductors”. In: *Ann. Chim. Phys* 56.1834 (1834), S. 371.
 - [20] H. Baltes, D. Moser und F. Völklein. “Thermoelectric Microsensors and Microsystems”. In: *Sensors*. John Wiley & Sons, Ltd, 2008. Kap. 2, S. 13–55. DOI: 10.1002/9783527620203.ch2.
 - [21] L. Onsager. “Reciprocal Relations in Irreversible Processes. I.” In: *Phys. Rev.* 37.4 (1931), S. 405. DOI: 10.1103/PhysRev.37.405.
 - [22] L. Onsager. “Reciprocal Relations in Irreversible Processes. II.” In: *Phys. Rev.* 38.12 (1931), S. 2265–2279. DOI: 10.1103/PhysRev.38.2265.
 - [23] A. Rogalski. “History of infrared detectors”. In: *Opto-Electronics Review* 20.3 (2012), S. 279–308. DOI: 10.2478/s11772-012-0037-7.
 - [24] R. J. Keyes. *Optical and infrared detectors*. New York: Springer-Verlag, 1977.
 - [25] H.-R. Tränkler und L. M. Reindl. *Sensortechnik - Handbuch für Praxis und Wissenschaft*. Hrsg. von. Aufl. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2015.
 - [26] R. A. Smith, R. P. Chasmar und F. E. Jones. *The Detection and Measurement of Infrared Radiation*. Oxford: Clarendon Press, 1968.
 - [27] P. W. Kruse, L. D. McGlauchlin und R. B. McQuistan. *Elements of infrared technology - generation, transmission, and detection*. New York: Wiley, 1962.
 - [28] F. Bernhard. *Handbuch der technischen Temperaturmessung*. 2. Aufl. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2014. ISBN: 978-3-642-24506-0.
 - [29] A. Graf et al. “Review of micromachined thermopiles for infrared detection”. In: *Measurement Science and Technology* 18.7 (2007), R59. DOI: 10.1088/0957-0233/18/7/R01.
 - [30] F. Völklein, A. Wiegand und V. Baier. “High-sensitivity radiation thermopiles made of Bi Sb Te films”. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 29.2 (1991), S. 87–91. DOI: 10.1016/0924-4247(91)87109-G.

-
- [31] J. Schieferdecker et al. "Infrared thermopile sensors with high sensitivity and very low temperature coefficient". In: *Sensors and Actuators A: Physical* 47.1 (1995), S. 422–427. DOI: 10.1016/0924-4247(94)00934-A.
 - [32] R. A. Wood. "High-performance infrared thermal imaging with monolithic silicon focal planes operating at room temperature". In: *Proceedings of IEEE International Electron Devices Meeting*. 1993, S. 175–177. DOI: 10.1109/IEDM.1993.347372.
 - [33] K. Hermann und L. Walther. *Wissensspeicher Infrarottechnik*. Hanser Fachbuchverlag, 1990.
 - [34] M. Schossig, V. Norkus und G. Gerlach. "Hochdetektive pyroelektrische Infrarotsensoren auf der Basis von LiTaO₃". In: *tm-Technisches Messen Plattform für Methoden, Systeme und Anwendungen der Messtechnik* 77.6 (2010), S. 333–340. DOI: 10.1524/teme.2010.0022.
 - [35] R. J. Keyes. *Optical and Infrared Detectors*. Berlin Heidelberg: Springer Science & Business Media, 2013.
 - [36] W. L. Wolfe und G. J. Zissis. *The Infrared Handbook*. Environmental Research Institute of Michigan, 1985.
 - [37] J. D. Vincent. *Fundamentals of Infrared Detector Operation and Testing*. New York: Wiley, 1990.
 - [38] P. W. Kruse. *Uncooled Thermal Imaging - Arrays, Systems, and Applications*. Bellingham, Washington: SPIE Press, 2001.
 - [39] P. G. Datskos und N. V. Lavrik. "Detectors—Figures of merit". In: *Encyclopedia of Optical Engineering* (2003), S. 349–357.
 - [40] G. R. Lahiji und K. D. Wise. "A batch-fabricated silicon thermopile infrared detector". In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 29.1 (1982), S. 14–22. DOI: 10.1109/T-ED.1982.20652.
 - [41] P. M. Sarro und A. van Herwaarden. "Infrared Detector Based On An Integrated Silicon Thermopile". In: *Passive Infrared Systems and Technology*. Bd. 0807. SPIE, 1987, S. 113 –118. DOI: 10.1117/12.941446.
 - [42] K. Kühl und W. Lang. "A thin film polysilicon-aluminium thermocouple". In: *Sensors and Materials* 2.5 (1991), S. 247–251.
 - [43] H. Baltes et al. "Thermal microtransducers by CMOS technology combined with micromachining". In: *ESSDERC '91: 21st European Solid State Device Research Conference*. 1991, S. 419–422. DOI: 10.1016/0167-9317(91)90255-C.
 - [44] Yole Développement SA. *Infrared Detectors Market - Applications and technological trends*. Market Report. 2012.
 - [45] Yole Développement SA. *Infrared detectors market - From motion sensors to large arrays*. Market Report. 2015.
 - [46] S. H. Black et al. "Uncooled detector development at Raytheon". In: *Infrared Technology and Applications XXXVII*. Bd. 8012. International Society for Optics und Photonics. 2011, 80121A. DOI: 10.1117/12.887816.

-
- [47] D. Fujisawa et al. “Two-million-pixel SOI diode uncooled IRFPA with $15\mu\text{m}$ pixel pitch”. In: *Infrared Technology and Applications XXXVIII*. Bd. 8353. International Society for Optics und Photonics. 2012, 83531G. DOI: 10.1117/12.919520.
 - [48] C.-H. Du und C.-K. Lee. “Optimization criteria of CMOS-compatible thermopile sensors”. In: *Design, Characterization, and Packaging for MEMS and Microelectronics*. Bd. 3893. International Society for Optics und Photonics. 1999, S. 116–127. DOI: 10.1117/12.368445.
 - [49] Panasonic Europe, Ottobrunn, Deutschland. *Grid-EYE Infrared Array Sensor*. Mai 2019. URL: <https://na.industrial.panasonic.com/products/sensors/sensors-automotive-industrial-applications/lineup/grid-eyer-infrared-array-sensor>.
 - [50] Omron, Kyoto, Japan. *Thermal Sensors*. Mai 2019. URL: <http://components.omron.eu/ProductsBySubCategory/MEMS--Sensors/Thermal--Sensors>.
 - [51] Heimann Sensors, Dresden, Deutschland. *Thermopile Arrays and Imaging*. Mai 2019. URL: https://www.heimannsensor.com/products_imaging.php.
 - [52] M. Ohira et al. “Micro mirror arrays for improved sensitivity of thermopile infrared sensors”. In: *2011 IEEE 24th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*. 2011, S. 708–711. DOI: 10.1109/MEMSYS.2011.5734523.
 - [53] A. Roncaglia, F. Mancarella und G. C. Cardinali. “CMOS-compatible fabrication of thermopiles with high sensitivity in the $3\text{--}5\mu\text{m}$ atmospheric window”. In: *Sensors and Actuators B: Chemical* 125.1 (2007), S. 214–223. DOI: 10.1016/j.snb.2007.02.018.
 - [54] P. M. Sarro. “Integrated Silicon Thermopile Infrared Detectors”. Diss. Technische Universiteit Delft, 1989.
 - [55] D. M. Rowe. *Thermoelectrics Handbook - Macro to Nano*. Boca Raton, FL: CRC Press, 2005.
 - [56] A. van Herwaarden und P. M. Sarro. “Thermal sensors based on the seebeck effect”. In: *Sensors and Actuators* 10.3 (1986), S. 321–346. DOI: 10.1016/0250-6874(86)80053-1.
 - [57] S. Middelhoek und S. A. Audet. *Silicon sensors*. Amsterdam, Boston: Academic Press, 1989.
 - [58] W. Ghanem. “Development and Characterization of a Sensor for Human Information: A Contribution to Innovative House Technique”. Diss. Universität Erlangen-Nürnberg, 1999.
 - [59] A. G. Kozlov. “Optimization of thin-film thermoelectric radiation sensor with separate disposition of absorbing layer and comb thermoelectric transducer”. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 84.3 (2000), S. 259–269. DOI: 10.1016/S0924-4247(00)00358-7.

-
- [60] C. Escriba et al. “Complete analytical modeling and analysis of micromachined thermoelectric uncooled IR sensors”. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 120.1 (2005), S. 267–276. DOI: 10.1016/j.sna.2004.11.027.
 - [61] S. K. Som. *Introduction to Heat Transfer*. New Delhi: PHI Learning Pvt. Ltd., 2008.
 - [62] E. Socher, O. Bochobza-Degani und Y. Nemirovsky. “Optimal performance of CMOS compatible IR thermoelectric sensors”. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 9.1 (2000), S. 38–46. DOI: 10.1109/84.825775.
 - [63] T. Jeong et al. “Thermal Characterization of SiC Amorphous Thin Films”. In: *International Journal of Thermophysics* 33.6 (2012), S. 1000–1012. DOI: 10.1007/s10765-012-1193-1.
 - [64] COMSOL Multiphysics 5.0 - Modeling Software, COMSOL Inc. Material library. 2014.
 - [65] The Engineering ToolBox. *Engineering ToolBox - Resources, Tools and Basic Information for Engineering and Design of Technical Applications*. Mai 2019. URL: https://www.engineeringtoolbox.com/dry-air-properties-d_973.html.
 - [66] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2 - Elektrizität und Optik*. 6. Aufl. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2013.
 - [67] P. Klocek. *Handbook of Infrared Optical Materials*. New York: Marcel Dekker, 1991.
 - [68] E. D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Bd. 3. Amsterdam: Elsevier, 1998.
 - [69] W. Menz und O. Paul. *Mikrosystemtechnik für Ingenieure*. Weinheim: Wiley-VCH, 2005.
 - [70] R. Abdolvand und F. Ayazi. “An advanced reactive ion etching process for very high aspect-ratio sub-micron wide trenches in silicon”. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 144.1 (2008), S. 109–116. DOI: 10.1016/j.sna.2007.12.026.
 - [71] K. Biswas und S. Kal. “Etch characteristics of KOH, TMAH and dual doped TMAH for bulk micromachining of silicon”. In: *Microelectronics Journal* 37.6 (2006), S. 519–525. DOI: 10.1016/j.mejo.2005.07.012.
 - [72] V. Lehmann. *Electrochemistry of Silicon - Instrumentation, Science, Materials and Applications*. New York: Wiley, 2002.
 - [73] G. Barillaro, A. Nannini und F. Pieri. “Dimensional Constraints on High Aspect Ratio Silicon Microstructures Fabricated by HF Photoelectrochemical Etching”. In: *Journal of The Electrochemical Society* 149.3 (2002), S. C180–C185. DOI: 10.1149/1.1449953.
 - [74] H. Föll et al. “Macroporous Semiconductors”. In: *Materials* 3.5 (2010), S. 3006–3076. DOI: 10.3390/ma3053006.
 - [75] V. Lehmann. “The Physics of Macropore Formation in Low Doped n-Type Silicon”. In: *Journal of the Electrochemical Society* 140.10 (1993), S. 2836–2843. DOI: 10.1149/1.2220919.

-
- [76] V. Lehmann und U. Grüning. “The limits of macropore array fabrication”. In: *Thin Solid Films* 297.1-2 (1997), S. 13–17. DOI: 10.1016/S0040-6090(96)09478-3.
 - [77] V. Lehmann und H. Föll. “Formation Mechanism and Properties of Electrochemically Etched Trenches in n-Type Silicon”. In: *Journal of the Electrochemical Society* 137.2 (1990), S. 653–659. DOI: 10.1149/1.2086525.
 - [78] P. C. Searson, J. M. Macaulay und F. M. Ross. “Pore morphology and the mechanism of pore formation in n-type silicon”. In: *Journal of Applied Physics* 72.1 (1992), S. 253–258. DOI: 10.1063/1.352123.
 - [79] K. F. Young und H. P. R. Frederikse. “Compilation of the Static Dielectric Constant of Inorganic Solids”. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 2.2 (1973), S. 313–410. DOI: 10.1063/1.3253121.
 - [80] F. Lärmer und A. Schilp. *Verfahren zum anisotropen Ätzen von Silicium*. DE Patent 4241045. 1994.
 - [81] S. Jensen. “Inductively Coupled Plasma Etching for Microsystems”. Diss. Technical University of Denmark, 2004.
 - [82] Brewer Science, Rolla, USA. *ProTEK PSB Coatings - Photosensitive Protective Coating*. Mai 2019. URL: <https://www.brewerscience.com/products/protek-psb/>.
 - [83] H. Seidel et al. “Anisotropic Etching of Crystalline Silicon in Alkaline Solutions - I. Orientation Dependence and Behavior of Passivation Layers”. In: *Journal of the Electrochemical Society* 137.11 (1990), S. 3612–3626. DOI: 10.1149/1.2086277.
 - [84] S. Franssila. *Introduction to Microfabrication*. New York: John Wiley & Sons, 2010.
 - [85] R. Rahim et al. “ProTEK PSB coating as an alternative polymeric protection mask for KOH bulk etching of silicon”. In: *Microsystem Technologies* 19.6 (2013), S. 905–914. DOI: 10.1007/s00542-013-1794-z.
 - [86] N. Ledermann et al. “Sputtered silicon carbide thin films as protective coating for MEMS applications”. In: *Surface and Coatings Technology* 125.1-3 (2000), S. 246–250. DOI: 10.1016/S0257-8972(99)00568-X.
 - [87] H. Seidel. “The mechanism of anisotropic silicon etching and its relevance for micromachinings”. In: *Research and Development. Technical-Scientific Publications (1956-1987): Retrospective View and Prospects. Jubilee Edition on the Occasion of the 75th Anniversary of Dipl.-Engr. Dr.-Engr. EH Ludwig Boelkow*. 1987.
 - [88] M. Von Arx, O. Paul und H. Baltes. “Test structures to measure the Seebeck coefficient of CMOS IC polysilicon”. In: *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing* 10.2 (1997), S. 201–208. DOI: 10.1109/66.572069.
 - [89] J. Xie et al. “Microstructures for characterization of seebeck coefficient of doped polysilicon films”. In: *Microsystem Technologies* 17.1 (2011), S. 77–83. DOI: 10.1007/s00542-010-1183-9.
 - [90] F. Cardarelli. *Materials Handbook - A Concise Desktop Deference*. Berlin Heidelberg: Springer Science & Business Media, 2008.

- [91] W. J. Smith. *Modern Optical Engineering, 4th Ed.* Madison: McGraw Hill Professional, 2008.
- [92] M. Wakaki, T. Shibuya und K. Kudo. *Physical Properties and Data of Optical Materials.* Boca Raton, Fla: CRC Press, 2007.

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|---|----|
| 2.1 | Lage der Infrarotstrahlung im elektromagnetischen Spektrum. | 4 |
| 2.2 | Spektrales Transmissionsvermögen der Erdatmosphäre. | 5 |
| 2.3 | Wechselwirkungen eines Körpers mit IR Strahlung. | 6 |
| 2.4 | Spektrale spezifische Ausstrahlung eines Schwarzen Körpers. | 7 |
| 2.5 | Wärmetransportmechanismen. | 9 |
| 2.6 | SEEBECK-Effekt im Thermopaar. | 12 |
| 2.7 | Fermi-Niveau in dotiertem Silizium. | 13 |
| 2.8 | PELTIER-Effektes am Metall-Halbleiter-Übergang. | 14 |
| 3.1 | Innerer Photoeffekt im Halbleiter. | 17 |
| 3.2 | Spektralen Empfindlichkeit von Photonen- und thermischen IR Detektoren. | 18 |
| 3.3 | Spezifischen Detektivitäten D^* kommerzieller IR Detektoren. | 19 |
| 3.4 | Detektorprinzipien thermischer IR Detektoren. | 20 |
| 3.5 | Grundaufbau thermischer IR Detektoren. | 21 |
| 3.6 | Schematischer Aufbau eines Mikrothermoelements in Chipform. | 24 |
| 3.7 | Schematischer Aufbau eines Mikrobolometers. | 26 |
| 3.8 | Schematischer Aufbau eines pyroelektrischen IR Detektors. | 27 |
| 3.9 | Schematischer Aufbau einer Golay-Zelle | 28 |
| 3.10 | Marktübersicht thermischer IR Detektoren. | 32 |
| 4.1 | Unterschiedliche Aufbauformen von Mikrothermopaaren. | 36 |
| 4.2 | Unterschiedliche Stützstrukturen von Mikrothermoelementen | 37 |
| 4.3 | Spezifische Detektivität als Funktion geometrischer Parameter. | 38 |
| 4.4 | Qualitative Darstellung der thermoelektrischen Gütezahl in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte. | 40 |
| 4.5 | Schematischer Vergleich zwischen 2D und 3D Thermopaaren. | 41 |
| 4.6 | Schematische Darstellung eines 3D TP. | 42 |
| 4.7 | 3D TP als Einheitszelle eines 3D TE und eines 3D TE-Array. | 43 |
| 4.8 | Thermisches Ersatzschaltbild eines 3D TP. | 44 |
| 4.9 | Theoretische Parameteranalyse eines 3D TP. | 46 |
| 4.10 | Verbindungsstege zwischen den IR Absorberflächen der 3D TP. | 48 |
| 4.11 | Thermisches Übersprechen zwischen 3D TP im Array. | 49 |
| 4.12 | Schematische Darstellung der Reflexions- und Transmissionsvorgänge an den Grenzflächen eines Vielschichtsystems. | 49 |
| 4.13 | Brechungsindizes der Materialien im IR Absorbers. | 52 |
| 4.14 | Theoretische Charakterisierung des IR Absorbers | 52 |

| | | |
|------|--|----|
| 5.1 | Schematische Darstellung eines 3D TE-Array Demonstrators. | 55 |
| 5.2 | Schematische Darstellung der Verdrahtungsebene eines 3D TE-Array-Demonstrators. | 55 |
| 5.3 | Prozessmechanismus des lichtinduzierten elektrochemischen Ätzens. | 56 |
| 5.4 | Schematische Darstellung der Strom-Spannungskennlinie eines n-typ Si/HF-Kontaktes. | 57 |
| 5.5 | Prozessablauf zur Herstellung eines Formwafers. | 59 |
| 5.6 | Schematische Darstellung einer Ätzzelle zum lichtinduzierten elektrochemischen Ätzen. | 60 |
| 5.7 | Makroporen Array im Silizium im Querschnitt. | 61 |
| 5.8 | Prozessablauf des reaktiven Ionentiefätzens. | 62 |
| 5.9 | Hergestellter Formwafer mit Durchgangslöchern. | 62 |
| 5.10 | Schematische Darstellung des Prozesses der thermischen Oxidation. | 64 |
| 5.11 | In den Durchgangslöchern abgeschiedene Materialschichten der Thermo-schenkel. | 64 |
| 5.12 | Prozessablauf zur Strukturierung der heißen und kalten Kontaktstellen der 3D TP. | 65 |
| 5.13 | Prozessablauf zum Aufbau der IR Absorberflächen. | 67 |
| 5.14 | Ätzverhalten von (100)-Silizium in KOH. | 68 |
| 5.15 | a) Gesamteinhüllende aller Ätزشlitze im 3D TE-Array. b) Qualitative Simulation des zeitlichen Verlaufs des Ätzprozesses. | 69 |
| 5.16 | Ätزشlitze in der IR Absorberschicht zur Ätzung des Formwafers zwischen den 3D TP. | 69 |
| 5.17 | Vereinzeln und Ätzen der 3D TE-Array. | 70 |
| 5.18 | Zur Lithographie Laminiertes Formwafer. | 72 |
| 5.19 | Fotolacke auf der porösen Oberfläche. | 72 |
| 5.20 | Fehlerbild in Lackschicht auf poröser Oberfläche bei zu schnellen Temperaturprozessen. | 73 |
| 5.21 | Schematische Darstellung der Kantenbedeckung beim CVD-Verfahren. | 74 |
| 5.22 | Schematische Darstellung der mechanischen Belastung der 3D Thermo-paaren beim KOH-Ätzen. | 76 |
| 5.23 | Grundform der hergestellten 3D TE-Array-Demonstratoren. | 77 |
| 5.24 | Größe der hergestellten 3D TE bezogen auf die Anzahl der 3D TP. | 78 |
| 5.25 | Thermische Länge der 3D TP. | 79 |
| 6.1 | Teststrukturen zur Bestimmung des SEEBECK-Koeffizienten von Mikro-thermopaaren. | 81 |
| 6.2 | Messaufbau zur Bestimmung des SEEBECK-Koeffizienten der 3D TP. | 82 |
| 6.3 | Gemessener SEEBECK-Koeffizient der 3D TP. | 83 |
| 6.4 | Schematische Darstellung des IR Absorberaufbaus. | 84 |
| 6.5 | Spektrales Absorptionsvermögen der 3D TP. | 84 |
| 6.6 | Messaufbau zur Bestimmung der Empfindlichkeit der 3D TP. | 86 |
| 6.7 | Messaufnahme der 3D TP. | 86 |

| | | |
|------|--|----|
| 6.8 | Experimentell bestimmte Empfindlichkeit und spezifische Detektivität der 3D TP. | 89 |
| 6.9 | Detektorsignale von 3D TE-Array in Abhängigkeit von der Ätzzeit und der geometrischen Parameter. | 91 |
| 6.10 | Messaufbau zur Bestimmung der thermischen Zeitkonstante der 3D TP. . . | 92 |
| 6.11 | Experimentell bestimmte thermische Zeitkonstante der 3D TP. | 93 |
| 6.12 | Detektorsignal eines 3D TP über die Zeit. | 94 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----|---|----|
| 2.1 | Analogiebeziehungen zwischen elektrischen und thermischen Größen. . . . | 11 |
| 3.1 | Bandlücken und Anregungsenergien von Eigenhalbleitern. | 20 |
| 3.2 | Kennwerte thermischer Strahlungsempfänger. | 22 |
| 3.3 | Seebeck-Koeffizient, spezifischer Widerstand und Wärmeleitwert einiger ausgewählter Thermoschenkelmaterialien. | 24 |
| 3.4 | Temperaturkoeffizienten einiger ausgewählter Mikrobolometermaterialien. | 26 |
| 3.5 | Materialeigenschaften einiger ausgewählter pyroelektrischer Materialien. . | 27 |
| 4.1 | Eigenschaften thermoelektrischer Materialien. | 40 |
| 4.2 | Materialeigenschaften und Schichtdicken der 3D TP. | 47 |
| 5.1 | Ätzzraten von Silizium in Kaliumhydroxid. | 77 |
| 5.2 | Zusammenfassung aller Varianten der hergestellten 3D TP, 3D TE und 3D TE-Array. | 78 |

Publikationen

M. Wick, H. Hedler und H. Seidel. "Design and Analysis of Novel Micromachined Thermocouples with Vertical Free-Standing High-Aspect-Ratio Geometry". In: *Journal of Electronic Materials* 44.6 (2015), S. 2146-2150. DOI: 10.1007/s11664-015-3721-9.

H. Hedler und M. Wick. *Infrared Sensor Having a Microstructure with a Plurality of Thermocouples and a Carrier Element*. U.S. Patent Application Nr. 14/653,999, 2015.

M.R. Koblishka, A. Koblishka-Veneva, M. Wick, L. Mitoseriu und U. Hartmann. "Microstructure and magnetic properties of $BaTiO_3-(Ni, Zn)Fe_2O_4$ multiferroics". DPG-Frühjahrstagung 2009 Dresden, Poster MA 40.56.

S. Getlawi, F. Müller, M. Wick, M.R. Koblishka, S. Hüfner, J. Schmauch, V. Skumryev und U. Hartmann. "Synthesis and characterisation of permalloy thin films prepared by DC-magnetron sputtering". DPG-Frühjahrstagung 2009 Dresden, Vortrag MA 23.8.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Helmut Seidel. Er hat diese externe Dissertation nicht nur fachlich betreut, sondern überhaupt erst möglich gemacht. Durch seine Art der Lehre hat er mich schon früh im Studium für die Mikrosystemtechnik begeistern und schließlich für die Vertiefung in diesem Fachbereich motivieren können. Ich danke Ihnen dafür.

Ich möchte mich auch besonders bei meinen fachlichen Betreuern seitens der Siemens AG, Dr. Harry Hedler und Jörg Zapf, bedanken. Beide waren hervorragende Betreuer, die mir stets mit inspirierenden Ideen, neuen Sichtweisen und dem allgemeinen Wissensaustausch in unzähligen Diskussionen zur Seite standen. Sie trugen damit nicht nur zum Erfolg dieser Arbeit, sondern auch, was ich sehr schätze, stark zu meiner persönlichen Entwicklung bei. Mein weiterer Dank geht an meine Doktorantenkollegen Ch. Thalhammer und Ch. Kraeh, deren fachliche Unterstützung, insbesondere in den schwierigen Phasen, stark zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen hat. Sie hatten stets ein offenes Ohr für mich und waren sehr motivierend. Ich möchte auch allen anderen Kollegen aus der Siemens CT danken, die mein Projekt im Labor und im Reinraum technisch unterstützt haben.

Mein Dank geht auch an meine Familie und meine Freundin für ihre Unterstützung während des Studiums und der Promotion.